



**Yoshihiro  
Yamasaki**

## **Sistemática das Estimativas da Água Precipitável e Modelos de Mesoescala**





**Yoshihiro  
Yamasaki**

## **Sistemática das Estimativas da Água Precipitável e Modelos de Mesoescala**

Dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física, realizada sob a orientação científica de Maria de Los Dolores Josefa Manso Orgaz, Professora do Departamento de Física da Universidade de Aveiro.

Apoio financeiro da FCT e co-financiamento do  
POCI 2010 e do FSE no âmbito do III Quadro  
Comunitário de Apoio.



**Ciência.Inovação  
2010**

Programa Operacional Ciência e Inovação 2010  
MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E ENSINO SUPERIOR





## Dedicatória

Aos meus filhos Gilberto e Cristina e à esposa Alzira com grande amor e carinho.

Ao inestimável Dr. Vladamudi Brahamañanda Rao, por me ter incentivado vir, realizar e concluir mais essa fase das minhas pesquisas e desenvolvimentos.

Aos inúmeros amigos que aqui fiz e que proporcionaram inesquecíveis momentos de lazer e descontração bem como uma excelente convivência em Portugal.



## **o júri**

presidente

**Doutor Amadeu Mortágua Velho de Maia Soares**

Professor Catedrático da Universidade de Aveiro (por delegação da Reitora da Universidade de Aveiro)

vogais

**Doutora Maria de Los Dolores Josefa Manso Orgaz**

Professora Associada da Universidade de Aveiro (orientadora)

**Doutor Nelson de Jesus Ferreira**

Pesquisador Senior do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) - Brasil

**Doutor Valdir Innocentini**

Pesquisador Senior do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) - Brasil

**Doutor Carlos do Carmo de Portugal e Castro da Câmara**

Professor Associado da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa

**Doutor Timóteo Caetano Ferreira**

Professor Associado da Universidade de Trás-os-Montes e Alto Douro

**Doutor Mário de Almeida Rodrigues Talaia**

Professor Auxiliar da Universidade de Aveiro



## agradecimentos

À Universidade Federal de Pelotas pela concessão do afastamento para a realização do Programa de Doutorado na Universidade de Aveiro.

À Universidade de Aveiro e à Fundação para a Ciência e a Tecnologia pela concessão de Bolsa de Estudos.

Ao Instituto de Meteorologia pela cessão dos dados de altitude e de superfície e às inúmeras Organizações e Instituições do exterior (UCAR/NOAA/EUMETSAT/WDCDLR/INPE) por ter proporcionado o acesso ao banco de dados.

À Professora Maria de Los Dolores Josefa Manso Orgaz pelo suporte e oportunidades à execução das pesquisas.

Aos amigos do Laboratório da Atmosfera e Oceano que sempre se prontificaram em prover suporte quando solicitados.

À especialista em editoração Cristina Yamasaki pela revisão do texto.

Aos professores e funcionários da Universidade de Aveiro que me receberam, reconheceram a importância dos desenvolvimentos consolidados e que, de uma forma ou outra, apoiaram a realização dos trabalhos.

Aos inúmeros colegas, do país e do exterior, que proveram suportes e intercâmbios técnicos e científicos que facilitaram e permitiram a realização das pesquisas e desenvolvimentos.

Àqueles que em seus julgamentos tiveram que me suportar nos entretantos . . . , minhas sinceras desculpas.

Muito Obrigado !



## Palavras-chave

meteorologia, modelagem atmosférica, mesoescala, MM5, precipitação, água precipitável, umidade da atmosfera

## Resumo

O estado da arte dos modelos de previsão numérica e o continuamente crescente aumento da performance dos computadores permitem processar modelos de previsão do tempo em escalas espaciais e temporais muito altas. Em um futuro próximo espera-se, até mesmo, que permitam processá-los com a simulação numérica explícita da convecção da umidade. Entretanto, ressalta-se que a convecção é um processo dinâmico intrinsecamente caótico, com predictabilidade limitada, que impõe severas limitações devidas, entre outras que ainda são desconhecidas, a natureza dos espalhamentos e ocorrências imprevisíveis das células convectivas. Inúmeros são os parâmetros meteorológicos que podem ser produzidos com o processamento de modelos de previsão de tempo. Eles podem ser obtidos como resultados diretos do modelo ou serem determinados mediante o emprego de equações diagnósticas apropriadas. Além disso, são igualmente vários os meios disponíveis para análise para fins de emissão de uma previsão de tempo, pois estas têm grande dependência da escala espacial e temporal do modelo. Os modelos de previsão de tempo com grande resolução espacial, que vêm sendo crescentemente utilizados, são os modelos desenvolvidos com tecnologias que permitem prever precipitação de escala meso-beta e tempo superior até mesmo de 48 horas de antecedência. Entretanto, uma dificuldade é que, infelizmente, os sistemas convencionais de coleta de dados do presente permitem avaliar apenas as variações, em três dimensões da atmosfera, sobre escalas mais altas da mesoalfa. Mas, mesmo assim, esses dados são importantes, pois muitas variabilidades de mesoescala são extraídas das interações, entre os escoamentos de escala sinótica e as das de pequena escala da superfície da Terra com a atmosfera. As abordagens enfocam apresentações sobre as tecnologias espaciais que vem sendo utilizadas à obtenção da água precipitável da atmosfera e das simulações numéricas do modelo de mesoescala MM5. São descritos os sistemas de coleta de dados pelos instrumentos de bordo dos satélites heliossíncronos, especificamente na faixa do espectro eletromagnético das microondas, da série NOAA; DMSP e GPS. Enfoque especial é dado aos sondadores TOVS dos satélites da série NOAA à extração de perfil vertical da temperatura e da umidade da atmosfera e a aplicação dos mesmos no modelo de mesoescala. As simulações têm sido conduzidas com o MM5 considerando a análise de dados, de cerca de 5 anos, com frequência de registros com intervalos de 10 minutos, coletadas por 58 Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) de Portugal. Os dados do NOAA-18; que apresenta a mais nova tecnologia de sondador de microonda a bordo tem sido usado para extração de perfis verticais de temperatura e umidade da atmosfera, e a assimilação 4DVAR feita pelo MM5.





## Keywords

meteorology, atmospheric modeling, mesoscale, MM5, rainfall, precipitable water, atmospheric humidity

## Abstract

The state of the art in numerical weather prediction models and the continuously increase in computer performance allow to process weather forecast models at very high spaces and time resolutions. In a near future is even expected to allow processing them with explicit numerical simulation of moist convection. However, it is worth to note that convection is an intrinsically chaotic dynamic process, with limited predictability, which imposes severe limitations due to, among unknown others, a nature of the scattering and unpredictable occurrences of convective cells. There are a number of meteorological parameters which can produce with numerical weather forecasting models. They can be obtained with direct model output or through using appropriate diagnostic equations. Besides that, there are equally several available means of analysis for the issue of weather forecasting, because these have a large space and time model dependencies. The weather forecasting models with a high space resolution, which have been increasingly used, are the models developed with technologies which capable of predicting precipitation on the meso-beta scale and on time scale even over 48 hours. However, a difficult is that, unfortunately, presently conventional data observing system only resolves three-dimensional variations of the atmosphere on the largest of the meso-alpha scales. However, even so, these are important data source, because much of the mesoscale variability is derived from the interaction, between synoptic scale flows and small-scale Earth-surface variability. The approaches focus on presentations of both space technologies which have been used to resolve the precipitable water of the atmosphere, and the MM5 mesoscale numerical model simulations. The data collecting systems by onboard instruments of the heliosynchronous satellites are described, especially over the microwave electromagnetic spectrum band, of the NOAA; DMSP and GPS series. Special focus is made on vertical temperature and humidity retrieval from NOAA series of satellites TOVS sounders and their applications on mesoscale model. The MM5 simulations have been conducted considering the rainfall data analysis, of about 5 years, with 10 minutes frequency interval records, collected by 58 Automatic Meteorological Stations (EMA) of Portugal. The satellite data from NOAA-18; which has the newest technology of microwave sounder onboard have been used to retrieval the temperature and the humidity vertical profiles, and the 4DVAR data assimilation made by MM5.



# Conteúdo

<b>1</b>	<b>INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>VAPOR DE ÁGUA DA ATMOSFERA</b>	<b>4</b>
2.1	Água Precipitável da Atmosfera . . . . .	4
2.2	Vapor de Água no Sistema Atmosférico . . . . .	4
2.3	Distribuição do Vapor de Água da Atmosfera . . . . .	6
2.4	As Nuvens e o Vapor de Água do Sistema Atmosférico . . . . .	11
2.5	Medições do Vapor de Água da Atmosfera . . . . .	12
2.5.1	Sistemas de superfície . . . . .	12
2.5.2	Sondagens por balões . . . . .	12
2.5.3	Observações por Satélites . . . . .	13
<b>3</b>	<b>TECNOLOGIAS ESPACIAIS UMIDADE DA ATMOSFERA</b>	<b>14</b>
3.1	Sistema GPS . . . . .	15
3.1.1	Retardo Atmosférico . . . . .	16
3.1.2	Atraso Ionosférico . . . . .	17
3.1.3	Atraso Troposférico . . . . .	18
3.1.4	Integral da Água Precipitável (IPW) . . . . .	23
3.2	GPS/MET . . . . .	24
3.3	Sensor Especial Imageador Microonda (SSM/I) . . . . .	26
3.3.1	Transferência radiativa das microondas . . . . .	26
3.3.2	Vapor de Água e Água Líquida por Microondas . . . . .	28
3.3.3	Aplicações do SSM/I . . . . .	29
3.3.4	Modelo da Função Tb Isotrópica . . . . .	31
3.3.5	Sondador SSM/IS . . . . .	37
3.4	TOVS . . . . .	37
3.4.1	Radiômetro Avançado de Resolução Muito Alta (AVHRR/3) . . . . .	39
3.4.2	Sondador Infravermelho de Alta Resolução (HIRS/3-4) . . . . .	40
3.4.3	Sondador de Umidade Microonda (MHS) . . . . .	41
3.4.4	Umidade Avançada de Microonda AMSU/A . . . . .	41
3.4.5	Umidade Avançada de Microonda AMSU/B . . . . .	42
3.5	Processamento TOVS . . . . .	44
3.5.1	Módulo de Pré-Processamento (AAPP) . . . . .	46
3.5.2	Módulos Decomutação AAPP . . . . .	47
3.5.3	Navegação . . . . .	47
3.5.4	Calibração . . . . .	48
3.5.5	Mapeamento e Pré-Processamento . . . . .	48
3.5.6	Pré-Processamento-Mapeamento e Máscara das Nuvens . . . . .	48
3.5.7	Dados de Suporte TOVS . . . . .	48

---

---

3.6	Água Precipitável – MSU/AMSU . . . . .	48
3.7	Água precipitável – Algoritmos . . . . .	52
3.8	Discussão – Microondas . . . . .	56
3.9	Processamento IAPP . . . . .	57
<b>4</b>	<b>SISTEMA DE MODELAGEM MM5</b>	<b>63</b>
<b>5</b>	<b>FONTES DE DADOS E ESPECIFICAÇÕES</b>	<b>68</b>
5.1	Dados Meteorológicos de Superfície e Altitude . . . . .	68
5.2	Dados de Reanálise . . . . .	69
5.3	Dados de Satélites . . . . .	70
5.4	LDM/UNIDATA . . . . .	71
<b>6</b>	<b>PRECIPITAÇÃO</b>	<b>75</b>
6.1	Observações da Precipitação . . . . .	75
6.2	Precipitações em Portugal . . . . .	77
6.3	Advecção de Umidade . . . . .	91
6.4	Situações Sinóticas . . . . .	93
<b>7</b>	<b>SIMULAÇÕES NUMÉRICAS</b>	<b>96</b>
<b>8</b>	<b>DISCUSSÃO DOS RESULTADOS</b>	<b>121</b>
<b>9</b>	<b>CONCLUSÃO</b>	<b>135</b>
<b>A</b>	<b>ÁGUA PRECIPITÁVEL DA ATMOSFERA</b>	<b>137</b>
<b>B</b>	<b>MODELO MM5</b>	<b>139</b>
B.0.1	Equações Básicas do MM5 . . . . .	139
B.0.2	Equações do modelo MM5 não hidrostático . . . . .	141
B.0.3	Diferenças finitas no espaço . . . . .	144
B.0.4	Diferenças finitas no tempo . . . . .	147
<b>C</b>	<b>ESQUEMA DE REFINAMENTO DA GRADE</b>	<b>153</b>
C.0.5	Rotinas de interpolação monotônica . . . . .	153
C.0.6	Realimentação das grades . . . . .	156
<b>D</b>	<b>ASSIMILAÇÃO DE DADOS A QUATRO DIMENSÕES (FDDA)</b>	<b>158</b>
D.0.7	Relaxação da análise . . . . .	159
D.0.8	Relaxação observacional . . . . .	161
<b>E</b>	<b>TRATAMENTO DOS PROCESSOS FÍSICOS</b>	<b>164</b>
E.0.9	Difusão horizontal . . . . .	164
E.0.10	Ajuste convectivo seco . . . . .	165
E.0.11	Física da precipitação . . . . .	165
E.0.12	Processos de precipitação de escala resolvível . . . . .	166
E.0.13	Esquema da fase mista do gelo . . . . .	169
E.0.14	Esquemas implícitos de parametrizações Cúmulo . . . . .	170
E.0.15	Parametrizações da Camada Limite Planetária (PBL) . . . . .	191
E.0.16	Parametrização da radiação . . . . .	201

---

---

<b>F</b>	<b>INTERPOLAÇÃO HORIZONTAL</b>	<b>206</b>
	F.0.17 Análise objetiva tipo Cressman . . . . .	207
	F.0.18 Controle de qualidade . . . . .	211
<b>G</b>	<b>SIMULAÇÕES ESPECÍFICAS</b>	<b>213</b>
	Bibliography	220

---

# Lista de Figuras

2.1	Reservatórios de água do sistema Terra. . . . .	6
2.2	Distribuição vertical média da temperatura e razão de mistura do vapor de água da atmosfera. . . . .	7
2.3	Distribuição média da água precipitável. . . . .	8
2.4	Variação da média global da água precipitável total . . . . .	9
2.5	Variação média hemisférica da água precipitável total . . . . .	9
2.6	Distribuição global da água precipitável média de 1989 na camada de 700 hPa (a); 700 hPa a 500 hPa (b) e 500 hPa a 300 hPa . . . . .	10
2.7	Variabilidade interanual da água precipitável (1988-1992) . . . . .	10
2.8	Sistema de observações do vapor de água da atmosfera. . . . .	12
3.1	Constelação GPS . . . . .	16
3.2	Distribuição idealizada para fins de navegação. . . . .	16
3.3	Propagação do Sinal GPS . . . . .	17
3.4	Sistema GPS/MET – GPS-LEO . . . . .	24
3.5	Sistema LEO . . . . .	25
3.6	Função transmissão espectro das microondas. . . . .	27
3.7	Atenuação pela precipitação atmosférica. . . . .	27
3.8	Temperatura efetiva para 19, 22 GHz e 37 GHz. . . . .	33
3.9	Microondas SSM/I – Contribuições da atmosfera e da superfície. . . . .	35
3.10	Partilha da temperatura de brilho a 37 GHz, horizontal (a) e vertical. . . . .	35
3.11	Sondadores NOAA . . . . .	38
3.12	Características da microonda da atmosfera . . . . .	43
3.13	Varreduras do AMSU (FOV) projetada na superfície. . . . .	44
3.14	Varredura MSU em 50-57,9 GHz . . . . .	45
3.15	Função ponderada AMSU-A1. . . . .	45
3.16	Seqüência de processamentos AAPP (Versão 5/NWPSAF-MO-UD-004/2005). . . . .	47
3.17	Função peso relativo do MSU. . . . .	50
3.18	Intercomparação TPW radiosondagem e SSM/I. . . . .	53
3.19	AMSU e RAOB TPW. . . . .	54
3.20	Seqüência de processamento TOVS. . . . .	62
4.1	Módulos do sistema de mesoescala MM5. . . . .	64
4.2	Módulo TERRAIN do MM5. . . . .	65
4.3	Processos atmosféricos. . . . .	66
4.4	Nuvens e processos físicos associados. . . . .	66
4.5	Processos físicos nas nuvens do tipo cúmulo. . . . .	67
5.1	Esquema do sistema EUMETCast. . . . .	71
5.2	Esquema de recepção de dados EUMETCast. . . . .	71

5.3	Topologia do IDD no dia 8 de fevereiro de 2006. ( <a href="http://www.unidata.ucar.edu/software/idd/rtstats/index.html">http://www.unidata.ucar.edu/software/idd/rtstats/index.html</a> ) . . . . .	73
5.4	Volume de Dados CONDUIT. . . . .	73
6.1	Estações EMA/IM . . . . .	80
6.2	Precipitação Máxima Absoluta de 30 em 30 minutos 2000-2005 . . . . .	81
6.3	Precipitação Máxima Absoluta de 60 em 60 minutos 2000-2005 . . . . .	83
6.4	Precipitação Máxima Absoluta de 120 em 120 minutos 2000-2005 . . . . .	92
6.5	Precipitação Máxima Absoluta de 720 em 720 minutos 2000-2005 . . . . .	92
6.6	Advecção média da umidade em 2004 as 00 UTC em 1000, 925 e 850 hPa. . .	93
6.7	Advecção média da umidade em 2004 as 06 UTC em 1000, 925 e 850 hPa. . .	93
6.8	Advecção média da umidade em 2004 as 12 UTC em 1000, 925 e 850 hPa. . .	93
6.9	Figura 6.9 - Advecção média da umidade em 2004 as 18 UTC em 1000, 925 e 850 hPa. . . . .	94
6.10	Situações sinóticas ciclônicas . . . . .	94
6.11	Situações sinóticas anticiclônicas . . . . .	95
7.1	Domínios de integração . . . . .	96
7.2	Topografia do D3 . . . . .	96
7.3	Skew-T da radiosondagem de Lisboa e prognósticoMM5-240504 12 UTC. . . .	100
7.4	Sondagens TOVS do dia Figura . . . . .	101
7.5	Topografia D1 e 23 de maio de 2004 - NOAA16. localização de secções transversais	101
7.6	Prognóstico SIMULS de 24 horas - temperatura, geopotencial e vento. . . . .	102
7.7	Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (c) no D1. . . .	103
7.8	Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (b) no D1. . . .	104
7.9	Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (a) no D1. . . .	105
7.10	Prognóstico SIMULS de 24 horas – precipitação total acumulado. . . . .	106
7.11	Prognóstico SIMULS de 24 horas – água precipitável total 240504- 00 UTC. .	107
7.12	Topografia D3 e localização das secções transversais . . . . .	107
7.13	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (a) no D3. . . .	108
7.14	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (b) no D3. . . .	109
7.15	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (c) no D3. . . .	110
7.16	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (d) no D3. . . .	111
7.17	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (e) no D3. . . .	112
7.18	Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (f) no D3. . . .	113
7.19	Prognóstico SIMULS de 15 horas –precipitação acumulada em uma hora no D3.	114
7.20	Prognóstico SIMULS de 15 horas – precipitação cumulus acumulada em uma hora no D3. . . . .	115
7.21	Prognóstico SIMULS integral dos hidrometeoros precipitável 230504 - 15:00 UTC. . . . .	116
7.22	Prognóstico SIMULS da precipitação acumulada as 15:00 UTC. . . . .	117

7.23	Prognóstico SIMULS da água precipitável 230504 - 15:00 UTC . . . . .	118
7.24	Prognóstico da precipitável 240504 - 14:00 UTC e 15:00 UTC . . . . .	119
7.25	Prognóstico da precipitação Figura 7.26 - Prognóstico da água acumulada em 1 hora-240504 15:00 UTC precipitável - 240504 16:00 UTC . . . . .	119
7.26	Prognóstico da precipitação Figura 7.28 - Prognóstico da precipitação acumulada 1 hora-240504 16:00 UTC total acumulada - 230504:00 - 260504:00. . .	120
8.1	Precipitações máximas 30/30 minutos - EMA 16, 30, 37, 44 . . . . .	122
8.2	Precipitações máximas 60/60 minutos - EMA 16, 30, 37, 44 . . . . .	123
8.3	Precipitações máximas 120/120 minutos - EMA 16, 30, 37, 44 . . . . .	124
8.4	Precipitações máximas 180/180 minutos - EMA 16, 30, 37, 44 . . . . .	125
8.5	Precipitações máximas 720/720 minutos - EMA 16, 30, 37, 44 . . . . .	126
8.6	Precipitação acumulada - máxima absoluta 2000-2005/EMA . . . . .	127
8.7	Imagens no infravermelho do METEOSAT - 12:00 UTC e dias 4 (a), 5 (b), 6 (c) e 10 (d) de dezembro de 2005 . . . . .	129
8.8	Radiosondagens : Lisboa 12:00 UTC - dias 4 (a), 5 (b), 6 (c) e 10 (d) de dezembro do 2005 . . . . .	130
8.9	Perfis verticais da temperatura TOVS_CLIM, TOVS_PROG e radiosondagens para os dias 4(a) e 6(b) de dezembro de 2005 . . . . .	131
8.10	Perfis verticais da temperatura do ponto de orvalho TOVS_CLIM, TOVS_PROG e radiosondagens para os dias 4(a), 5(b), 6(c) e 10(d) de dezembro de 2005 . .	132
8.11	Campo da água precipitável TOVS_CLIM (a,c) e TOVS_PROG (b,d) para os dias 4, 5, 6 e 10 de dezembro de 2005. . . . .	133
8.12	Campo da água precipitável TOVS_CLIM (a,c) e TOVS_PROG (b,d) para os dias 4, 5, 6 e 10 de dezembro de 2005. . . . .	134
8.13	Perfis verticais da temperatura ( $T$ ) das radiosondagens e das temperaturas do ponto de orvalho obtidos pelo modelo MM5, TOVS_CLIM e radiosondagem para os dias 18 (a) e 20 (b) de outubro de 2005 . . . . .	134
B.1	Disposição das variáveis na grade $B$ de Arakawa . . . . .	144
E.1	Processos do esquema de umidade . . . . .	166
E.2	Balanco termodinâmico líquido para $\Psi$ na camada $k$ . . . . .	183
E.3	Estrutura vertical do modelo Blackadar . . . . .	185
E.4	Modelo conceitual de Grell . . . . .	185
F.1	Interpolação horizontal em uma dimensão, no ponto $\xi$ com ajuste biparábólico com 4 pontos (A, B, C e D). . . . .	206
F.2	Interpolação horizontal em duas dimensões, no ponto $(\xi, \eta)$ utilizando 16 pontos de grade. . . . .	206
G.1	Ocorrência: 21 de setembro de 2002 - EMA: 23 . . . . .	214
G.2	Ocorrência: 9 de novembro de 2003 - EMA: 34 . . . . .	215
G.3	Ocorrência: 3 de julho de 2000 - EMA: 41 . . . . .	216
G.4	Ocorrência: 27 de outubro de 2005 - EMA: 42 . . . . .	217
G.5	Ocorrência: 30 de setembro de 2003 - EMA: 54 . . . . .	218
G.6	Ocorrência: 29 de setembro de 2001 - EMA: 56 . . . . .	219



# Lista de Tabelas

3.1	Características do SSM/I . . . . .	30
3.2	Coefficientes da Equação de Regressão . . . . .	33
3.3	Satélites NOAA e Sondadores . . . . .	38
3.4	Características do AVHRR/3 . . . . .	39
3.5	Canais espectrais do AVHRR/3 . . . . .	40
3.6	Características do HIRS . . . . .	40
3.7	Características do Sistema AMSU-A . . . . .	42
3.8	Varreduras do AMSU . . . . .	43
3.9	Características do Sistema AMSU-B . . . . .	43
3.10	Parâmetros e Características do AMSU . . . . .	45
3.11	Visão Geral dos Algoritmos LWP TPW Microonda . . . . .	57
5.1	Parâmetros Meteorológicos das Estações EMA. . . . .	69
6.1	Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia . . .	78
6.1	Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia . . .	79
6.1	Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia . . .	80
6.2	Precipitação Máxima 30/30 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	82
6.2	Precipitação Máxima 30/30 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	83
6.3	Precipitação Máxima 60/60 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	84
6.3	Precipitação Máxima 60/60 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	85
6.4	Precipitação Máxima 120/120 minutos – EMA . . . . .	85
6.4	Precipitação Máxima 120/120 minutos – EMA . . . . .	86
6.5	Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	86
6.5	Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	87
6.5	Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005 . . . . .	88
6.6	recipitação Máxima Absoluta 2000-2005 . . . . .	88
6.6	recipitação Máxima Absoluta 2000-2005 . . . . .	89
6.6	recipitação Máxima Absoluta 2000-2005 . . . . .	90
6.6	recipitação Máxima Absoluta 2000-2005 . . . . .	91
7.1	Configurações básicas do MM5 . . . . .	97
7.2	Parametrizações físicas do MM5 . . . . .	97
7.3	Casos de Simulações . . . . .	98



## Capítulo 1

# INTRODUÇÃO

Na comunidade meteorológica, há pleno consenso de que conhecer melhor o papel do vapor de água no sistema complexo da dinâmica da atmosfera constitui um ponto circunstancial que influi sobremaneira nos eventos subseqüentes e que pode ser adquirido quando se eliminam as lacunas observacionais, tanto nos domínios do espaço como no tempo, existentes no presente.

A maior parte dos estudos que envolvem o vapor de água da atmosfera tem se baseado, de longa data, principalmente em análises de dados de radiosondagens convencionais. Essas observações apresentam dados com boa resolução vertical, na baixa troposfera; porém, em geral, são restritas a regiões com grande concentração populacional e praticamente inexistentes sobre os vastos oceanos. Além disso, apresentam valores muito limitados nas altitudes superiores, dado que as medições são demasiadamente errôneas quando a umidade é muito baixa. Em adição, sob o ponto de vista dos desenvolvimentos desses sistemas de observações, não houve grande preocupação quanto à compatibilização das observações; por conseguinte, as observações realizadas apresentam diferentes qualidades e erros inerentes aos tipos de sistemas utilizados para procederem às observações.

Houve progresso substancial no emprego das observações de satélites para inferir o conteúdo de vapor de água da coluna vertical da atmosfera, ou seja, da água precipitável; bem como de perfis verticais da temperatura e da umidade com a altura. Entretanto, as inferências apresentam resoluções verticais muito baixas, não obstante utilizem dados dos sensores multiespectrais na faixa das microondas e infravermelhos nas obtenções dos parâmetros meteorológicos. Outro ponto crítico é que essas observações apresentam restrições de inferências na obtenção de dados do vapor de água quanto às condições de tempo; ou seja, à própria cobertura de nuvens ou até mesmo ao tipo de cobertura da superfície, quais sejam água, gelos, neves, vegetação, solos etc. Nos últimos anos, o uso de dados do sistema Sistema de Posicionamento Global (GPS), originalmente restrito à navegação ou ao geo-referenciamento, vem recebendo enfoque especialmente crescente para determinar a água precipitável. Essa técnica tem sido considerada proeminente porque pode fornecer medidas compatíveis com as necessidades, com grande coerência espacial e temporal. Para mais detalhes sobre outros tipos de tecnologias relacionadas com estudos localizados e sobre medidas na troposfera superior e baixa estratosfera, citam-se o Lyman alpha e hidrômetros de ponto de congelamento e absorção diferencial e lidars Raman, que podem ser igualmente úteis (Starr and Melfi (1991)).

Durante os últimos anos, novos conjuntos de dados de vapor de água têm sido constituídos nos mais variados centros de pesquisa e desenvolvimento, mediante a combinação de méto-

---

dos de sensoriamento remoto por satélite e observações diretas convencionais, na obtenção detalhada tanto da cobertura espacial como da vertical e em escala global. Os sistemas de assimilação de dados, que combinam as informações das observações e dos resultados de modelos numéricos da atmosfera, vêm sendo usados para preencher as lacunas das observações tradicionais, como em algumas instâncias de tempo e/ou espaço para inferir dados onde não há observações disponíveis (por exemplo, NCEP/Reanálise – ECMWF).

Vários são os esforços em andamento, na observação, compreensão e modelagem do ciclo hidrológico e dos fluxos de energia da atmosfera; tanto na superfície da terra como sobre os oceanos. Eles estão direcionados, sobretudo, às investigações das variações do regime hidrológico global, nos seus impactos na atmosfera e na dinâmica dos oceanos. As variações nos processos hidrológicos regionais e nas fontes de água, bem como suas respostas às variações no meio ambiente, tal como o aumento dos gases estufa, também têm sido igualmente examinados. O Global Energy and Water Cycle Experiment (GEWEX), do World Climate Research Program (WCRP), foi implementado, por exemplo, para coordenar e facilitar as pesquisas com esses enfoques.

Um fato digno de nota é que ainda há questões pendentes sobre quão bem os modelos atuais tratam o vapor de água, tanto os usados em estudos do clima como nas previsões do tempo do dia-a-dia. Contata-se que os modelos vêm sendo melhorados pelas análises sistemáticas do tratamento do vapor de água e pela incorporação de novos procedimentos, à luz do que se conhece atualmente sobre sua distribuição. Algumas das questões se encontram pendentes porque ainda faltam boas observações de vapor de água. Um benefício proeminente é que a disponibilidade de dados de vapor de água com boa qualidade inclui a melhoria tanto da previsão de tempo como da física dos modelos propriamente dita.

Não obstante haja diferentes sistemas para medir o vapor de água da atmosfera, eles são complementares e muito úteis. O grande desafio na modelagem numérica reside em assimilar, de forma compatível com a dinâmica da circulação atmosférica, as informações disponíveis da distribuição do vapor de água com a descrição melhorada de suas variações em tempo e espaço, para melhorar a previsão.

A avaliação, análise e abordagem sobre a água precipitável com o emprego de modelos de mesoescala – praticamente preclusiva pelas dificuldades de dispor de dados observacionais com resoluções espaciais e temporais adequadas durante muito tempo – constitui um grande desafio científico até mesmo nos dias atuais. Não obstante, esse importante parâmetro deve ser explorado à luz dos novos desenvolvimentos técnicos e científicos, tanto sob o ponto de vista observacional como teórico, principalmente as práticas destinadas à melhoria das previsões de tempo.

São muitos os gases atmosféricos que atuam no processo do efeito estufa. Comumente designados como gases estufa da atmosfera, são constituídos pelos de origem natural e pelos que resultam de atividades industriais, ou seja, antropogênicas. Apresentam os meios de propagação e interação dos complexos sistemas radiativos que permitem a passagem da maior parte da radiação de ondas curtas provenientes do Sol e absorvem ou aprisionam as radiações infravermelhas emitidas pela superfície da Terra.

A água na fase gasosa é um dos gases estufa mais importantes da atmosfera, devido ao papel crucial que desempenha na maior parte dos processos físicos de conversão de energia que

---

ocorrem na atmosfera. Ressalta-se também que o vapor de água é o constituinte mais variável e abundante entre os gases estufa, sua concentração na atmosfera representa o reflexo de seu número de moléculas, comparado ao número total de moléculas do ar, sobretudo de nitrogênio e oxigênio; além disso, sem ele e outros gases presentes, a temperatura do ar atmosférico seria muito abaixo de 0 ° C.

São feitas abordagens sobre os sistemas que vem sendo utilizados para a obtenção da água precipitável por satélite, a nível operacional, para fins específicos e aplicações na previsão de tempo de mesoescala. As importantes e proeminentes questões existentes e que surgem, para o progresso no estudo do vapor de água nos sistemas atmosféricos são apresentados, especialmente à luz de sua utilização no sistema de assimilação pelo sistema MM5.

---

## Capítulo 2

# VAPOR DE ÁGUA DA ATMOSFERA

### 2.1 Água Precipitável da Atmosfera

A água precipitável (AP) da atmosfera é uma variável meteorológica referida com frequência quando se trata do vapor de água da atmosfera. Representa a massa do vapor de água total por unidade de área de uma coluna integrada verticalmente. Matematicamente, a expressão em geral usada para determiná-la é:

$$AP = \int_{z=0}^{z_{topo}} \rho_v dz = \int_{z=0}^{z_{topo}} q_v \rho dz = -\frac{1}{g} \int_{p=p_s}^{p=0} q_v dp \cong -\frac{1}{g} \sum_{i=1}^N \bar{q}_{v,i} \Delta p_i \quad (2.1)$$

, onde a integral é tomada sobre toda coluna vertical da atmosfera, desde a superfície até o topo ( $z = 0, z = z_{topo}$ );  $\rho_v$  representa a densidade do vapor de água que se relaciona com a umidade específica,

$$q_v = \frac{m_v}{m} = \frac{\rho_v}{\rho} \quad (2.2)$$

e com a equação hidrostática, a integral pode ser considerada sobre níveis de pressão, desde a pressão na superfície ( $p = p_s$ ) até o topo da atmosfera.

Segundo a própria definição, a água precipitável representa o limite superior da quantidade de precipitação que pode ocorrer sobre dada coluna. Na equação 2.1, a AP é dada em unidades de massa de vapor de água por unidade de área, ou seja, em  $kg/m^2$ . Entretanto, ela é quase sempre expressa em unidades de volume de água líquida por unidade de área, ou pelo equivalente à profundidade de água líquida.

### 2.2 Vapor de Água no Sistema Atmosférico

O vapor de água da atmosfera é uma componente-chave no processo do ciclo hidrológico, bem como na manutenção da vida terrestre, além de ter grande importância para estabelecer o tempo e o clima da Terra. Manifesta-se, pelos processos físicos inerentes ao ciclo hidrológico, em suas três fases físicas, tanto na atmosfera terrestre como nos oceanos e continentes. No ciclo hidrológico o vapor de água se encontra constantemente em um regime físico que resulta

---

da evaporação na superfície e de condensação na formação das nuvens. É movido pelo mecanismo de transporte pelos ventos e subsequente retorno para a Terra com a condensação, na forma de precipitação. Na fase de vapor ela é rapidamente transportada em toda baixa atmosfera e, portanto, atua redistribuindo as energias associadas aos processos de evaporação e condensação. Essa energia resulta, em outros termos, naquela empregada para evaporar a água e que é liberada para o ar quando condensa nas nuvens, precipitando; e/ou re-evapora na própria atmosfera realimentando a energia da atmosfera. Esse ciclo evaporação–condensação é, por conseguinte, um mecanismo importante não apenas para transferir calor da superfície da Terra para a atmosfera como para movimentar o calor em torno da Terra. Além disso, visto que o seu movimento pela atmosfera está bastante acoplado à precipitação, ele se reflete, por conseguinte, na umidade do solo; portanto, com implicações práticas de cunho econômicos e sociais deveras importantes.

O vapor de água está envolvido em um importante processo de realimentação no ciclo hidrológico. Isso decorre porque, à medida que se aumenta a temperatura da atmosfera, ela é capaz de armazenar mais vapor de água; por conseguinte, o vapor de água adicional, atuando como gás estufa, passa a absorver a energia que estaria sendo direcionada para o espaço e causa, portanto, maior aquecimento. Essa ocorrência é, na realidade, extremamente complexa em face das importantes interações que ocorrem entre o vapor de água, nuvens, movimento atmosférico e as radiações do Sol e da Terra. Além disso, essa realimentação é também aparente e crucial para outros processos de realimentação, como da neve-gelo do mar e das nuvens que desempenham papel significativo no sistema atmosférico. Muito embora alguns aspectos relacionados ao papel do vapor de água como gás estufa ainda não tenham sido compreendidos de todo — também decorrentes da inexistência de observações precisas necessárias para testar modelos teóricos —, vem se obtendo um razoável progresso científico na compreensão da fenomenologia de sua atuação na atmosfera. Entretanto, é importante lembrar que a falta de conhecimento detalhado do ciclo hidrológico é que representa o fator limitante para compreender melhor a atuação do vapor de água no sistema atmosférico da Terra.

O vapor de água da atmosfera estabelece a ligação entre a superfície e a atmosfera, ou o ciclo hidrológico. Como é mostrado na Figura 2.1, quase todo vapor de água da atmosfera tem sua origem na superfície da Terra, pela evaporação da água dos oceanos e dos continentes, devido à radiação solar; além de ser transpirado pelas plantas e respirado pelos animais. Uma vez na atmosfera, ele pode ser transportado tanto horizontal como verticalmente, pela circulação tridimensional da atmosfera, e também pode condensar para formar a água líquida ou os cristais de gelo nas nuvens. O ciclo hidrológico se completa quando a água retorna à superfície da Terra em alguma das formas de precipitação, como chuva, granizo ou neve. Esse ciclo está também intimamente relacionado com a dinâmica da circulação atmosférica e dos padrões da temperatura.

Os quadros retangulares da Figura 2.1 mostram os valores das estimativas dos maiores reservatórios de água, em unidades de  $10^{15}kg$  ( $10^3km^3$ ). Os fluxos indicados pelas setas são apresentados em unidades de  $10^{15}kg.ano^{-1}$  ( $10^3km^3ano^{-1}$ ). O volume total dos reservatórios é de  $1,46 * 10^9km^3$  (Sterrett (1987)).

Deve-se ressaltar que, embora o processo físico básico do ciclo hidrológico seja conhecido, há detalhes específicos pouco compreendidos. Esse fato decorre não apenas da inexistência de observações suficientes do vapor de água da atmosfera, mas também, e principalmente, da

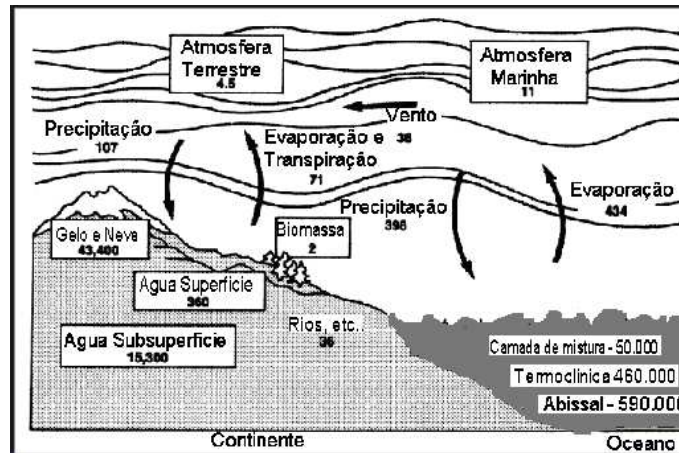


Figura 2.1: Reservatórios de água do sistema Terra.

difficuldade de se realizarem medições com as resoluções espaciais e temporais necessárias, por se tratar de uma grandeza extremamente variável no ciclo da água, para a qual as propriedades da amostragem dos sistemas de observações correntes são totalmente inadequadas. Até o presente, segundo Adler et al. (2001), mesmo a quantificação básica da taxa de precipitação global, que está intimamente relacionada com o vapor de água da atmosfera, pode ser determinada, porém com precisão da ordem de 10%.

## 2.3 Distribuição do Vapor de Água da Atmosfera

A distribuição espacial e a variação temporal do vapor de água da atmosfera refletem em espectros amplos, tanto espaciais como temporais, nos estudos da meteorologia. Na previsão de tempo, quer em escala global ou regional, o vapor de água é uma das principais e das mais difíceis de serem corretamente previstas. Nos estudos climáticos, o seu monitoramento e as alterações de longo prazo estão muito relacionados com outras variações e tendências igualmente importantes.

Na Figura 2.2 (adaptada de Gaffen, Dian, *Air Resources Laboratory*- Gaffen et al. (1992a) e Gaffen et al. (1992b)), apresenta-se a distribuição vertical média da temperatura e da razão de mistura do vapor de água da atmosfera. A escala inferior mostra que o vapor de água diminui rapidamente com a altura à medida que a temperatura da atmosfera diminui. Ela revela que cerca de metade do vapor de água total do ar se encontra entre o nível do mar e próximo de 1,5 km acima do nível do mar, e que menos de 5% a 6% está acima de 5 km e menos que 1% na estratosfera, ou nominalmente acima de 12 km. A umidade relativa, embora não apresentada na Figura 2.2, também tende a diminuir com a altura; na média com valor da ordem de 60% a 80% na superfície para cerca de 20% a 40% em 300 hPa ( $\sim 9$  km). Apesar da pequena quantidade na troposfera superior ( $\sim 5$  km) e na estratosfera, as pesquisas recentes mostram que o vapor de água da troposfera superior é muito importante nos estudos climáticos.

O peso do vapor de água de toda atmosfera contribui com apenas cerca de  $1/4$  de 1% na pressão total de todos os gases ao nível do mar. Além disso, se em um dado instante particular todo vapor de água for condensado e precipitado em forma de chuva, produziria



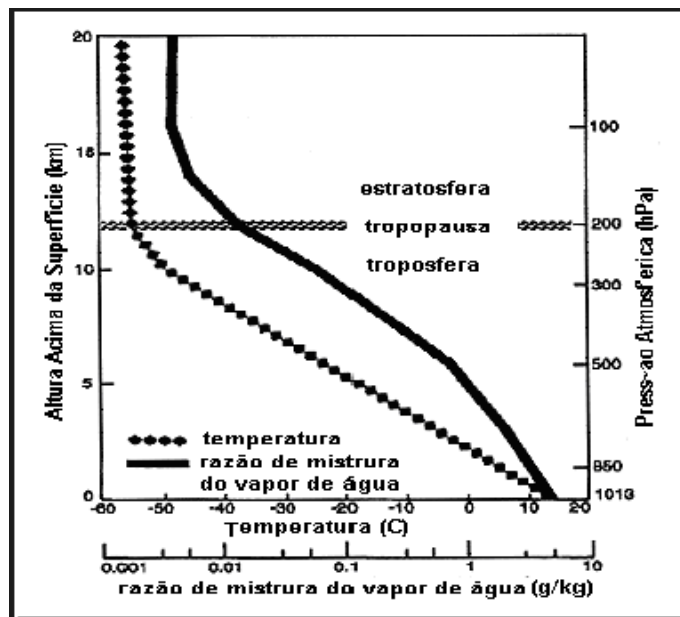


Figura 2.2: Distribuição vertical média da temperatura e razão de mistura do vapor de água da atmosfera.

apenas um acréscimo da ordem de 2,5 cm no raio da Terra. Em outros termos — comumente referido na meteorologia como profundidade ou altura, em analogia com a altura de uma coluna de água —, a precipitação total seria de 25 mm. Esse vapor de água da atmosfera é que representa a água precipitável total da atmosfera. Entretanto, como o vapor de água não se apresenta igual e uniformemente distribuído em escala global, a água precipitável produziria, na realidade, um aumento do raio da Terra de cerca de 5 cm no equador e menos que 0,1 cm nas regiões polares. Por outro lado, tendo em vista que a magnitude da precipitação média sobre o globo terrestre é da ordem de 1.000 mm por ano, é necessário que ocorra um retorno da água relativamente rápido para a atmosfera, pelo processo de evaporação. Outro fato é que a molécula da água leva, em média, cerca de 9 dias no ar antes de precipitar e retornar à superfície. Esse retorno rápido, combinado com a não-homogeneidade espacial da variação da temperatura com a altura e com a geografia, faz com que o vapor de água seja distribuído na atmosfera de forma desigual, não apenas horizontal como também verticalmente.

A Figura 2.3 (adaptada de Thomas Vonder Haar e David Randel, Colorado, Fort Collins) apresenta a distribuição média da água precipitável ou vapor de água total da atmosfera acima da superfície da Terra, obtida no Projeto NVAP da NASA, para o período compreendido entre 1988 a 1992, usando dados de radiosondagens e de satélites disponíveis. O decréscimo da água precipitável do equador para o pólo em geral é um reflexo da distribuição global da temperatura. Como esperado, a quantidade de água precipitável são maiores sobre regiões quentes, equatoriais, e decresce mais ou menos continuamente com o aumento da latitude, até atingir valores muito pequenos sobre as regiões polares. Há exceções nas maiores regiões desérticas, onde a superfície do ar é muito seca, apesar da temperatura elevada. A região mais úmida se encontra no Pacífico equatorial oeste, acima da chamada “piscina quente oceânica”, onde se encontra a mais alta temperatura de água do mar. Nota-se também que há uma grande faixa de concentração mais elevada na região tropical, devido essencialmente à zona de convergência intertropical. Ela é vasta sobretudo sobre o Oceano Pacífico, junto à região referida como “piscina quente oceânica”.

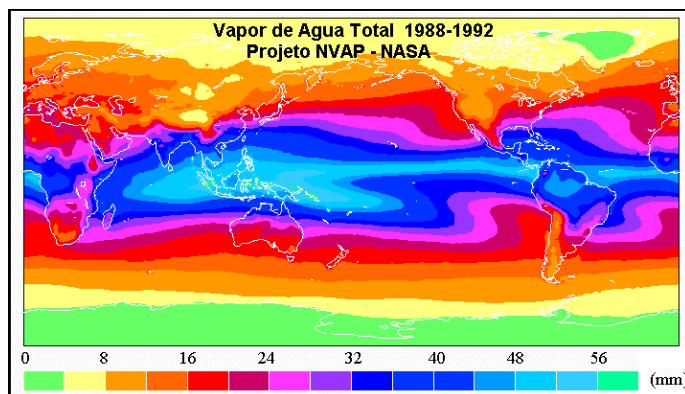


Figura 2.3: Distribuição média da água precipitável.

No tocante à escala de tempo da variação do campo do vapor de água da atmosfera, ela ocorre em escalas que vão de alguns minutos a décadas. Ele apresenta uma distribuição global que varia com as mudanças sazonais da temperatura e com as configurações das circulações atmosféricas. As variações sazonais apresentam-se maiores no Hemisfério Norte (HN), quando comparado com as do Hemisfério Sul (HS), e o mesmo ocorre com as correspondentes variações das temperaturas nesses hemisférios. No HN elas são maiores porque, tendo maior fração de cobertura de terra dos continentes, comparado com o HS, responde mais rapidamente a essas variações, visto que a terra possui maior capacidade de calor que os oceanos. Tendo em vista que os processos hidrológicos operam em diferentes escalas de tempo sobre os oceanos e os continentes, a natureza da superfície da terra reflete sobremaneira no ciclo hidrológico. Sobre os oceanos, a lenta variação de temperatura da superfície da água é o maior fator controlador; enquanto, sobre a terra, os efeitos acoplados da temperatura da superfície e umidade do solo, que podem variar de forma relativamente rápida, é que são os mais importantes. O fato de os rios conduzirem água da terra aos oceanos leva, também, a inferir que deve haver mais precipitação que evaporação sobre a terra. Para haver balanço, deve existir então mais evaporação que precipitação sobre oceanos. O excesso de vapor é transportado, pelas circulações atmosféricas, do oceano para as áreas continentais e conseqüentemente há precipitação. Esse transporte é um fator importante no estabelecimento do estado do tempo e, por conseguinte, na determinação do clima de uma região. O calor latente, que o vapor de água adquire com a evaporação da água, é a energia que o vapor de água transporta quando em movimento pela circulação atmosférica. Com a condensação essa energia latente é convertida em calor sensível e representa a fonte de aquecimento da atmosfera. Esse calor de condensação representa a maior fonte de energia dos sistemas de circulação associados com o tempo.

A distribuição global da água precipitável da atmosfera apresenta, em média, valores maiores nos meses de verão do HN e valores mínimos no inverno, conforme ilustrado na Figura 2.4 (Projeto NVAP-NASA). Esse máximo está relacionado à maior cobertura continental do HN, comparado com o HS. O fato é retratado também na Figura 2.5 (Projeto NVAP-NASA), que mostra a magnitude dos valores médios dos dois hemisférios e seus respectivos períodos de ocorrência, ao longo do ano.

Conforme ilustrado na Figura 2.2, o conteúdo de vapor de água diminui rapidamente com a elevação. A maior parte, cerca de 90%, está contido nos primeiros 5 km da atmosfera, e mais da metade dentro da faixa compreendida entre 1,5 km a 2 km de altitude. Menos de 5%

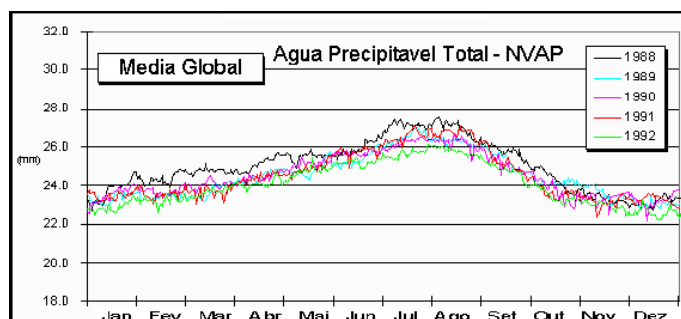


Figura 2.4: Variação da média global da água precipitável total

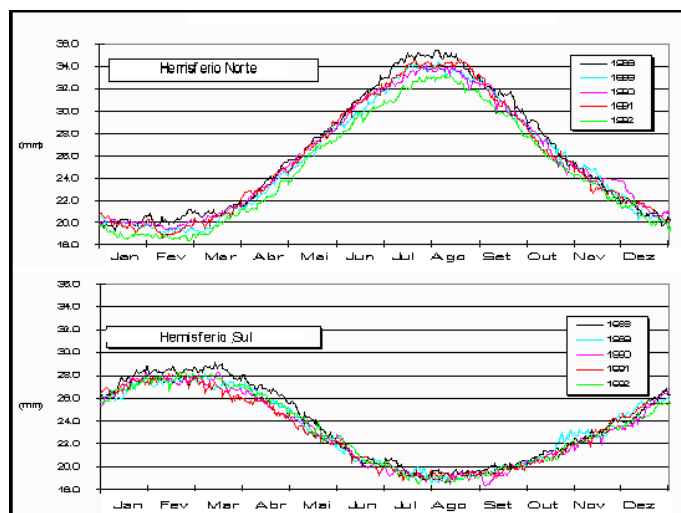


Figura 2.5: Variação média hemisférica da água precipitável total

a 6% da água se encontra acima de 5 km, e menos de 1% na estratosfera. No que diz respeito à umidade relativa, ela também diminui com a altura, de um valor médio de cerca de 60% a 80 % na superfície para 20% a 40% em 300 hPa (da ordem de 9 km). A distribuição média global da água precipitável para o mês de julho de 1989 é ilustrada na Figura 2.6 (Projeto NVAP-NASA). Conforme se observa, grande parte se concentra na primeira camada da atmosfera, que compreende a atmosfera abaixo de 5 km de altitude.

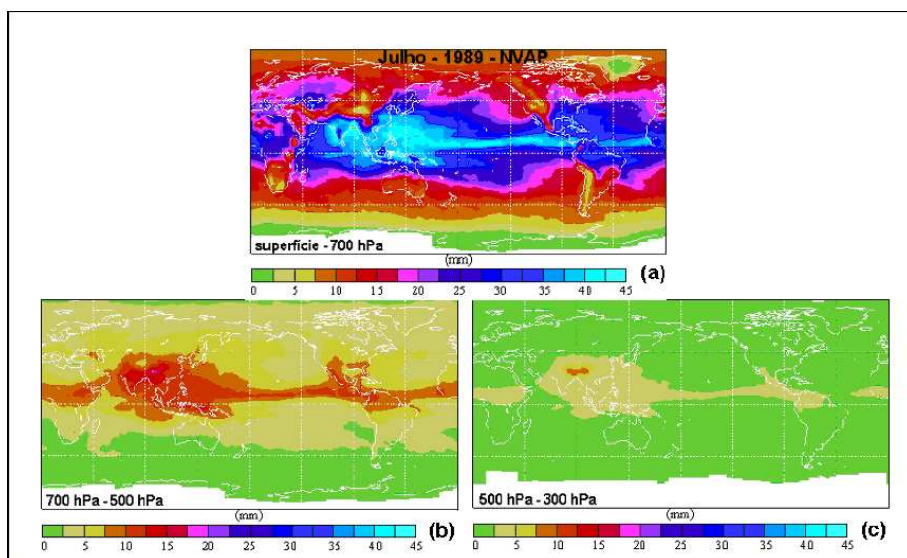


Figura 2.6: Distribuição global da água precipitável média de 1989 na camada de 700 hPa (a); 700 hPa a 500 hPa (b) e 500 hPa a 300 hPa

Na Figura 2.7 (Projeto NVAP-NASA), é apresentada em distribuição global a variabilidade interanual da água precipitável, para o período de 1988 a 1992, removendo-se o ciclo anual. Como se observa, a água precipitável, além de ser altamente variável em escala espacial, apresenta também variabilidade interanual, não muito grande em magnitude, mas que em termos da energia latente (quando evaporada) é bastante significativa para a atmosfera.

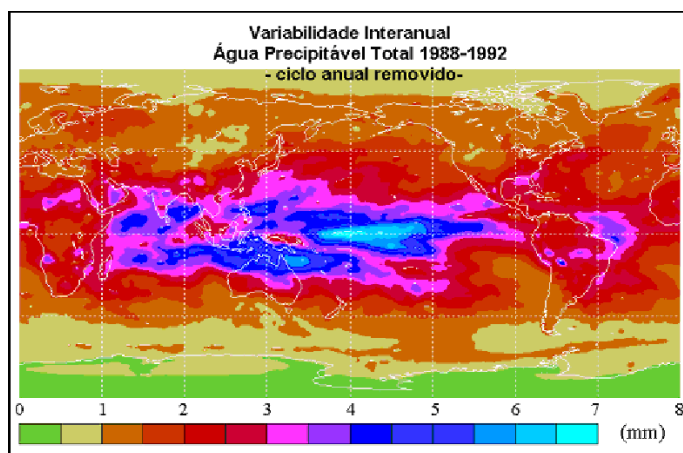


Figura 2.7: Variabilidade interanual da água precipitável (1988-1992)

Em escalas de multianos, as maiores variações na Temperatura da Água do Mar (TSM)

no Oceano Pacífico Tropical, associadas com o evento do El Niño e Oscilação Sul (ENSO), aparentemente causam desvio na distribuição do vapor de água da atmosfera. Segundo a mais recente das estimativas de longo prazo do vapor de água da troposfera, ocorreu aumento da água precipitável durante o período de 1973-1995, com maior tendência nos trópicos, que chega a ser da ordem de 13% por década. Alguns estudos realizados sobre vapor de água na América do Norte e vizinhanças, baseado em dados de radiosondagens de 1973 a 1993, mostra que houve aumento na água precipitável sobre todas as regiões, exceto no leste do Canadá, onde ocorreu pequena redução (Ross and Elliott (1996)). Esses estudos confirmam também que as regiões com aumento de umidade estão associadas com o aumento da temperatura, no mesmo período, e que as regiões com decréscimo de umidade estão associadas com a queda da temperatura. Um programa de um projeto do Centro Nacional de Pesquisas Atmosféricas (NCAR/EUA), único no mundo, foi implementado para fazer medições mensais do perfil vertical de vapor de água, com higrômetros de ponto de congelamento carregado por balões, em Boulder, no Colorado, Estados Unidos. As Observações de 14 anos (1981-1994) mostram que ocorreu aumento da ordem de 1% por ano no vapor de água na baixa estratosfera da região sob observação. Os resultados obtidos são intrigantes, mas é importante ressaltar que as tendências foram observadas sobre períodos relativamente curtos, embora recentes, e que o domínio espacial é igualmente limitado.

## 2.4 As Nuvens e o Vapor de Água do Sistema Atmosférico

O efeito das nuvens no sistema de circulação e na dinâmica da física da atmosfera é extremamente complexo. Por um lado, pelo fato de refletirem radiações solares, as nuvens reduzem sua entrada no sistema Terra-atmosfera, por outro confinam as radiações de ondas longas emitidas pela Terra. Conseqüentemente, as nuvens são altamente interativas com a superfície da Terra, pois ao regular a quantidade de energia recebida pela superfície influi na evaporação da superfície; ou seja, prepondera na sua própria formação. As precipitações que delas emanam, influenciando tanto na umidade do solo como na taxa de evaporação, passa a refletir também no conteúdo de umidade do solo, portanto na duração do brilho solar, que por sua vez regula o tipo de vegetação que cobre a superfície, a qual também influi na taxa de evaporação. Como a circulação atmosférica é altamente não linear e dinâmica, é muito difícil prever os efeitos resultantes tanto dessas complexas interações não lineares na nebulosidade bem como de outros elementos do sistema que eventualmente tendem a amplificar ou reduzi-la.

Os mecanismos físicos inerentes aos sistemas convectivos no transporte vertical do vapor de água na atmosfera, embora tenham se desenvolvido de forma crescente nas últimas décadas, ainda são pouquíssimo compreendidos. Durante muito tempo, as correntes ascendentes das nuvens foram imaginadas como o meio de transporte da umidade para os altos níveis; enquanto as evidências atuais sugerem que tanto os processos da micro-física como da dinâmica das nuvens podem desumidificar a troposfera superior. Não obstante, as simulações numéricas com modelos são capazes de proceder a previsões quantitativas e concluir que os processos das nuvens, e os transportes de larga escala de vapor de água, é que aumentam o vapor de água da troposfera superior. Acredita-se, portanto, que as tempestades de larga escala, e não da convecção de pequena escala, são os principais agentes de umidificação da troposfera superior — o princípio constitui a base da formulação das parametrizações físicas das nuvens. Essa é uma área ainda sob investigação e não apresenta consenso geral e definitivo.

---

## 2.5 Medições do Vapor de Água da Atmosfera

Entre as inúmeras possibilidades e habilidades existentes para medir ou inferir indiretamente o vapor de água da atmosfera, cada uma delas com diferentes vantagens, o presente estado apresenta características e sistemas distintos e inerentes. Na Figura 2.8 são apresentados alguns tipos de sistemas de observações. Starr and Melfi (1991) apresentam um grande número de sistemas existentes para observações do vapor de água, com detalhes específicos para cada sistema de observações.



Figura 2.8: Sistema de observações do vapor de água da atmosfera.

A seguir são apresentados alguns dos diferentes sistemas baseados na superfície e a bordo de satélites para observação do vapor de água. Os detalhes mais específicos sobre os procedimentos de obtenção mediante emprego de tecnologias espaciais serão apresentados posteriormente.

### 2.5.1 Sistemas de superfície

Os sistemas baseados na coleta de superfície são os mais tradicionais. As coletas são feitas rotineiramente em estações meteorológicas, utilizando termômetros de bulbo úmido e seco, além de psicrômetros e higrômetros de ponto de orvalho. A vantagem desses instrumentos é que já apresentam registros razoavelmente longos em tempo e são de alta qualidade — entretanto, em nível global as coletas são geralmente diárias ou, quando muito, em alguns locais, a cada intervalo de 6 horas. Outro problema é que esses instrumentos apresentam pobre cobertura espacial, pois incluem apenas medições de superfície, e os pontos de coleta não são igualmente distribuídos na Terra (Middleton and Spilhaus (1953)).

### 2.5.2 Sondagens por balões

As observações são provenientes do lançamento de radiosondas, que carregam um sensor de umidade da atmosfera. Um ponto positivo, que representa uma vantagem em relação aos outros sistemas, é o fato de ser empregada desde os anos 1930; constam, assim, de uma rede da ordem de 800 estações que conduzem cerca de uma a quatro observações diárias. Entretanto, apresentam problemas relativos à qualidade, tanto nas medições da umidade na troposfera superior como na estratosfera. Além disso, pecam pelo fato de não haver padronização entre os fabricantes que fornecem radiosondas; por conseguinte, apresentam distintos graus de precisão entre as medidas realizadas da atmosfera superior. A rede de observação apresenta uma cobertura espacial relativamente pobre sob o ponto de vista global da atmosfera. (Elliott and

Gaffe (1991); Oltmans and Hofmann (1995); Dabberdt et al. (1995)).

### 2.5.3 Observações por Satélites

Não obstante a importância do vapor de água da atmosfera é preciso ressaltar, mais uma vez, que as medições; tanto em tempo como em espaço, especialmente em escala global, são extremamente escassas. Apenas com o uso de aplicações desenvolvidas com o emprego de tecnologias espaciais se tornou possível determinar o vapor de água na atmosfera, em escalas espacial e temporal relativamente amiúde. No entanto, tendo em vista que as medições não são feitas diretamente, ou seja, inferidas por meio de técnicas de processamento e conhecimentos físicos e teóricos, elas não asseguram a unicidade inequívoca dos valores obtidos. Mesmo assim, apesar dos inúmeros problemas ainda existentes, vários estudos mostram que os dados que têm sido obtidos são deveras úteis e importantes nas mais variadas aplicações na meteorologia.

Uma das técnicas mais modernas que vêm sendo implementadas na meteorologia para determinar o vapor de água na atmosfera, com qualidades semelhantes em quaisquer condições de tempo, é fundamenta-se nas medições do Sistema de Posicionamento Global (GPS). Rede de observações regionais baseada nessa nova tecnologia vem provendo informações com alta frequência temporal do vapor de água, integrado da atmosfera, estabelecidas nas mais diversas regiões do globo. Adicionalmente, embora com menos intensidade, a aplicação de uma técnica similar, a radio occultation (RO), também vem sendo desenvolvida, mediante o emprego de sistemas de satélites de baixa órbita.

Alguns problemas ainda a serem solucionados dizem respeito, por exemplo, aos sondadores TOVS, que proporcionam sondagens verticais do vapor de água e informações sobre uma vasta área de cobertura, porém com limitações restritas em regiões com fortes coberturas de nuvens e possibilidade de grandes valores de viés regionais. Apresentam também pobre resolução vertical ( Susskind et al. (1984),Prabhakara et al. (1985)). Os sensores de microondas proporcionam dados da coluna total da atmosfera sobre grandes regiões e não sofrem grandes influências de cobertura de nuvens, mas são essencialmente limitados para regiões oceânicas e sem gelo.

---



## Capítulo 3

# TECNOLOGIAS ESPACIAIS UMIDADE DA ATMOSFERA

As técnicas de microondas, tais como o Scanning Multichannel Microwave Radiometer (SMMR) e o Special Sensor Microwave Imager (SSMI), oferecem a possibilidade de monitorar de forma global o fluxo de calor latente, muito embora utilizando um método indireto. O SMMR mede a coluna de vapor de água integrada, ou seja, a água precipitável, a velocidade do vento e a temperatura da água do mar; e o SSMI provê medições do vetor velocidade do vento na superfície, ou seja, a tensão. Essas medições apresentam, segundo Katsaros and Brown (1991), uma precisão, respectivamente, da ordem de 2 a 3 kg m, 2 m/s e 2 K, baseado nos dados e análises dos dados do SMMR a bordo dos satélites da série SEASAT.

Segundo Katsaros et al. (1981), as medições do vapor de água integrada na vertical são as mais confiáveis, em comparação com estimativas obtidas por radiosondagens. Entretanto, as estimativas dos fluxos de superfície requerem dados da umidade da superfície, portanto é muito dependente de observações convencionais. Liu (1986) estabeleceu uma relação entre a água precipitável mensal média e a umidade específica, de forma que o fluxo de calor latente médio bruto pode ser obtido, em escala global, usando a água precipitável como substituto da umidade específica; porém é importante ressaltar que esse tipo de inferência só pode ser empregado para fins de análise climática, e não para previsões de tempo.

O SSMI oferece uma estimativa melhorada da velocidade do vento e da água precipitável, mas apresenta um problema, pois é deficiente nos canais de baixa frequência, porque eles são muito sensíveis às variações da temperatura da água do mar. Há, entretanto, algumas incertezas; por exemplo, é difícil estimar o valor do efeito da convergência do vapor de água quando o ar próximo da superfície está próximo da saturação mas o vapor de água total integrada é pequeno (Liu et al. (1991)). Por exemplo, velocidade dos ventos bem baixa, grande variabilidade das temperaturas da água do mar e as umidades específicas observadas no Oceano Pacífico Ocidental usando medidas locais são muito restritivas na habilidade de determinar os fluxos por sensoriamento remoto que dependem da observação in situ. Nesses casos, o vapor de água integrado não reflete as variações vertical e horizontal da umidade que determinam em grande parte o fluxo de calor latente da superfície. Os processos da camada limite não podem ser facilmente determinados por sensoriamento remoto, e com isso maiores esforços devem ser conduzidos para compreender as limitações desses métodos. A abordagem mais atrativa consiste em combinar parâmetros medidos pelos satélites e modelos numéricos que contêm físicas suficientes para reduzir a maior parte das ambigüidades associadas com a integração vertical e média espacial dos vários parâmetros (Atlas et al. (1987); Atlas and

---



Bloom (1989)).

As tecnologias espaciais mais avançadas atualmente empregadas para obter a umidade da atmosfera são aquelas que possibilitam a extração de sondagens de dados meteorológicos; ou seja, de informações de campos tridimensionais da atmosfera. Não obstante, há também novas técnicas espaciais que vêm sendo empregadas para determinar a água precipitável da atmosfera, que se trata de um parâmetro apenas da superfície.

Serão abordadas as metodologias que vêm sendo correntemente empregadas, em nível operacional, para determinar a umidade da atmosfera com base nas observações de satélites para fins específicos de assimilação em previsão numérica de tempo.

### 3.1 Sistema GPS

Um *milestone* nos desenvolvimentos tecnológicos implementados na área espacial e que foi concebido para fins de navegação é o Sistema de Posicionamento Global (GPS) por satélite, inicialmente introduzido e controlado pelo Departamento de Defesa (DoD) dos Estados Unidos.

Os primeiros satélites do GPS foram lançados no início da década de 60, e os de segunda geração surgiram em 1989. O sistema foi desenvolvido visando, desde o princípio, atender tanto às necessidades de navegação tanto na área civil como na militar. Durante muito tempo, esse sistema possibilitou a navegação com resoluções plenas, porém restritas e reservadas para uso militar e degradados para aplicações civis. O lançamento do GPS continuou estável, desde a década de 1990, com número crescente de usuários e de desenvolvimentos técnicos e científicos nas aplicações mais diversificadas, tornando-se totalmente operacional em julho de 1995. Somente em 1996, após a decisão diretiva presidencial dos Estados Unidos, é que as altas resoluções passaram a atender de forma plena os requisitos das aplicações públicas de navegação. Hoje ele é constituído por uma constelação de pelo menos 24 satélites (em 17 de fevereiro de 2006, 29 satélites). O que viabiliza a navegação global nesse sistema são 4 satélites, dispostos em cada uma das 6 diferentes órbitas inclinadas de  $55^\circ$  em relação ao plano equatorial, igualmente separadas, segundo um ângulo de  $60^\circ$ , e período orbital de 11 horas e 58 minutos. Na Figura 3.1 é apresentada a constelação de satélites nominal GPS, com os 24 satélites nos 6 planos orbitais, com 4 satélites em cada plano, a uma altitude de cerca de 20.200 km e inclinação de 55 graus.

Os satélites GPS transmitem sinais de navegação centrados em duas radiofrequências, nas bandas L do espectro eletromagnético; L1 a 1575,42 MHz ( $\sim 19$  cm) e L2 a 1227,60 MHz ( $\sim 24,4$  cm). Esses sinais constituem a base para obter os tempos de transmissão e de recepção e, portanto, determinar as coordenadas de um local na superfície da Terra (Figura 3.2), bem como determinar as distâncias entre o receptor e pelo menos quatro satélites do sistema (Monico (2000)).

Os sinais do GPS, ao se propagarem pela atmosfera terrestre, sofrem influências dos constituintes das camadas eletricamente neutras da atmosfera. Com isso, gera-se um retardo na propagação, advindo, conseqüentemente, erros nas determinações das coordenadas finais de uma localidade (Figura 3.3).

---

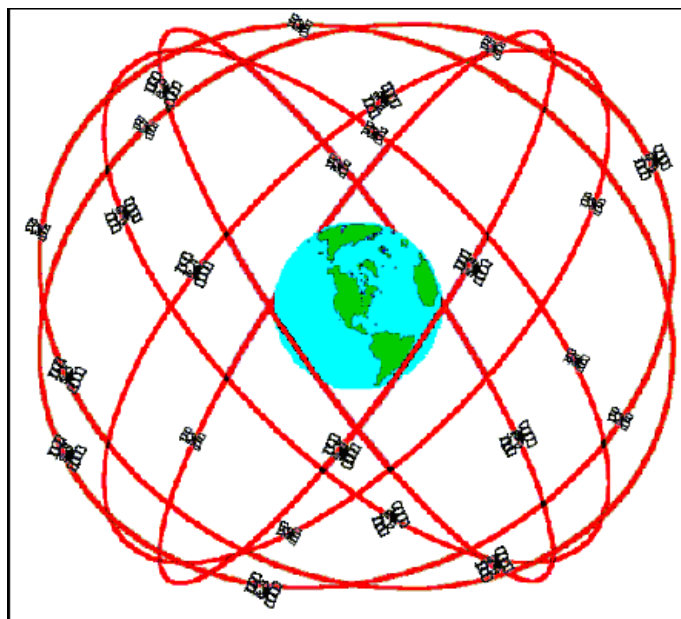


Figura 3.1: Constelação GPS

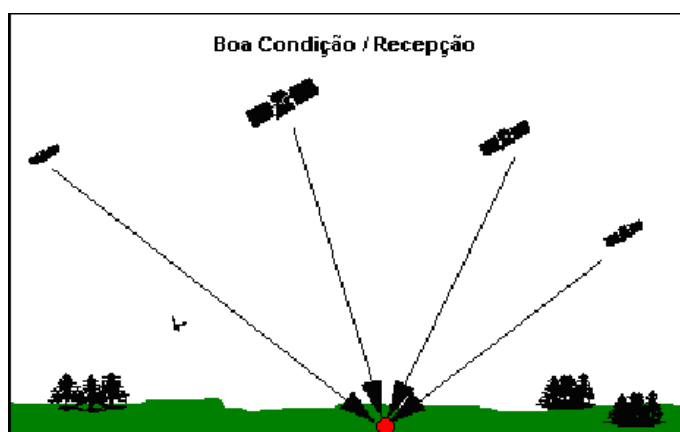


Figura 3.2: Distribuição idealizada para fins de navegação.

### 3.1.1 Retardo Atmosférico

No percurso entre os satélites e os receptores, os sinais GPS propagam-se pelas diferentes camadas da atmosfera, entre elas a ionosfera e a troposfera (Figura 3.3), que apresentam naturezas específicas e estados físicos intrínsecos. Por conseguinte, as propagações sofrem diferentes tipos de perturbações, que causam variações tanto na potência como nas direções e velocidades. O impacto dessas variações causa retardos na recepção dos sinais, os quais muitas vezes são maiores que a acurácia requerida em alguma aplicação específica. Por exemplo, durante a atividade solar máxima, considerando satélites próximos do horizonte, o erro na determinação da distância satélite-receptor chega a superar 100 metros (Newby and Langley (1992)). Portanto, para obter maior precisão possível no sistema de navegação, torna-se necessário eliminar, ou reduzir ao mínimo possível, os efeitos das referidas variações, que causam desvios na propagação. Assim, as interferências da atmosfera devem ser determinadas com medidas diretas ou por meio de modelos numéricos (Seeber (1993)).

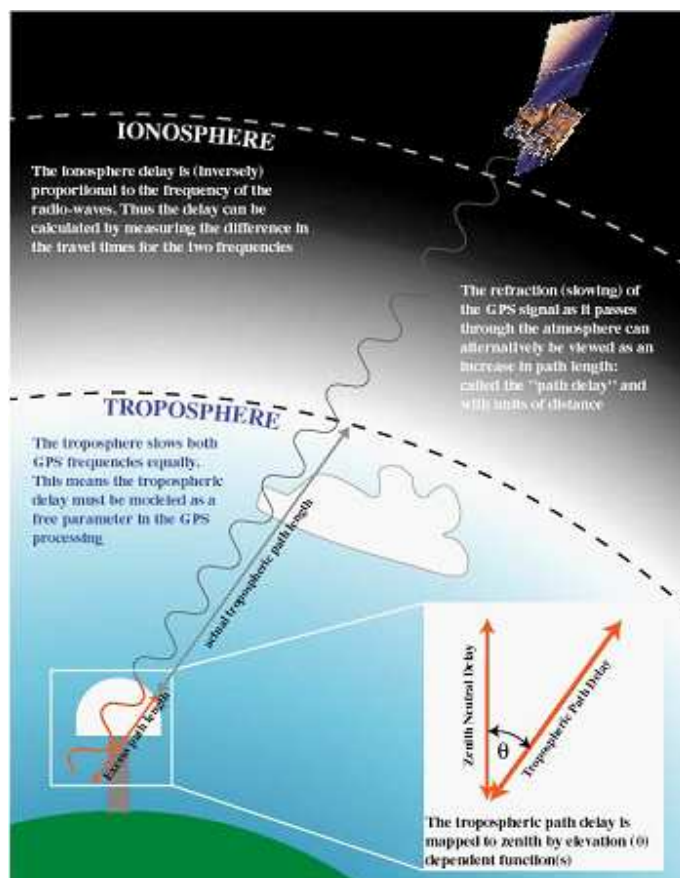


Figura 3.3: Propagação do Sinal GPS

As técnicas para modelar os atrasos na propagação das radiofrequências foram inicialmente exploradas pelos geodésicos, que os consideravam meros parâmetros indesejáveis e os removiam para melhorar a precisão. Somente em 1992 surge uma nova teoria (Bevis et al. (1992)), cuja proposição se baseia na utilização dos erros, ou desvios na propagação, na inferência da água precipitável integrada (IPW) da atmosfera. É importante lembrar que, como o sistema GPS era então usado em aplicações práticas apenas para navegação, essa proposta incipiente revolucionou a meteorologia do GPS. Os experimentos de campo GPS-Storm, conduzido durante 1993-1994, demonstraram que os dados GPS, obtidos pela Universidade Estadual da Carolina do Norte (NCSU/EUA) e pelo Centro Nacional de Pesquisas Atmosféricas (NCAR/EUA), junto à Rede Nacional de Perfiladores (NPN/EUA), poderiam de fato ser empregados para monitorar a água precipitável integrada (IPW) sobre estações fixas na superfície da Terra, para obter dados com precisão milimétrica e resolução temporal de sub-horas (Gutman et al. (1994); Rocken et al. (1995)).

### 3.1.2 Atraso Ionosférico

A ionosfera compreende a camada da atmosfera localizada entre cerca de 50 km e 400 km acima da superfície da Terra. Ela está dividida em subcamadas (D, E, F1 e F2) de ionização que variam conforme a hora do dia, as estações do ano e as condições solares, e causa não apenas a refração dos sinais de radiofrequência como também variações na velocidade de propagação (Camargo (1999)). Entretanto, nas frequências GPS, a camada da ionosfera

mais importante é a subcamada F1, compreendida entre cerca de 129 km e 193 km. É ela que apresenta partículas eletricamente carregadas, resultantes da perda de elétrons que ocorre com a ionização das moléculas dos gases pelos raios ultravioletas do sol.

Os elétrons livres da camada ionosférica influem, dispersando a propagação das ondas de rádio que passam por ela. Segundo Hartmann and Leitingner (1984), a obtenção da dispersão para um índice de refração  $n$  em um gás ionizado é dada por:

$$n = 1 - \frac{Cn_e}{f^2} \quad (3.1)$$

,com a constante  $C = 40,3$ , englobando todos os parâmetros constantes, como a carga do elétron e a massa do elétron;  $n_e$  representando a densidade dos elétrons livres, que depende do estado da ionosfera; e  $f$  a frequência da propagação da onda. Essa equação mostra que o atraso na propagação é proporcional ao inverso do quadrado da frequência; ou seja, quanto maior a frequência de propagação, há menos influência da ionosfera.

Como o atraso dos sinais GPS depende da frequência, a camada ionosférica produz diferentes impactos nas propagações de L1 e L2. Entretanto, os atrasos por ela causados podem ser eliminados mediante a combinação linear das portadoras de fase sobre L1 e L2; empregando receptores com frequência dual. A magnitude do atraso depende de: latitude do local do receptor, estação do ano, hora do dia e da atividade solar. Fato é que ele aumenta de modo inversamente proporcional ao seno do ângulo de elevação; portanto, à medida que o ângulo de elevação do receptor reduz, o atraso no zênite aumenta.

Se  $\phi(L1)$  e  $\varphi(L2)$  representarem, respectivamente, as fases das observações feitas nas frequências em L1 e L2, então a combinação linear das fases que resulta na propagação livre pela ionosfera é dada pela pseudofase:

$$\phi(L3) = 2,546\phi(L1) - 1,984\varphi(L2) \quad (3.2)$$

O maior efeito do atraso é causado na velocidade de propagação do sinal. É por essa razão que a ionosfera afeta principalmente as determinações das coordenadas do local. Entretanto, mesmo assim, mediante a correção pelos sinais GPS em duas frequências é possível obter uma precisão de ordem milimétrica.

### 3.1.3 Atraso Troposférico

A outra camada de transição da atmosfera compreendida abaixo da ionosfera e que se estende até a superfície da Terra envolve a troposfera, estratosfera e parte da estratopausa. As diferenças nas concentrações dos gases nessas camadas também geram vários efeitos nos sinais, embora menos intensos que os da ionosfera. E a mais significativa das camadas, para efeitos do GPS, é a troposfera.

Tendo em vista que a troposfera, constituída por gases secos e vapor de água, é não dispersiva nas frequências GPS, impossibilita realizar correções similares àquelas devidas à ionosfera. Essa camada apresenta a maior parte do vapor de água da atmosfera; tem espessura que varia de 9 km nas regiões polares a 16 km na região equatorial e constitui junto com os gases secos dessa camada a atmosfera eletricamente neutra, fato que leva comumente a ser designada, também, como atmosfera neutra.

A atenuação causada pela troposfera é exercida de forma predominante pelo oxigênio. A cintilação, que é uma oscilação na amplitude da onda eletromagnética causada pelas irregularidades e variações bruscas do índice de refração da troposfera, produz efeitos nos sinais GPS, os quais causam alterações na fase de batimento da onda portadora no receptor. Para pequenos ângulos de elevação e curta fração de tempo, tanto a atenuação como a cintilação podem ser significativas. Entretanto, para ângulos acima de  $10^\circ$  e períodos relativamente longos, esses efeitos são muito pequenos e, portanto, em geral desprezados (Spilker (1994)).

Na realidade a atmosfera afeta a radiopropagação de duas formas: primeiro reduzindo a velocidade de propagação comparada com aquela que teria no vácuo; segundo porque passa a ter uma trajetória curva, e não reta. Ambos os efeitos são decorrentes da variabilidade da refratividade da atmosfera ao longo do caminho da propagação (Bevis et al. (1992)). O excesso do comprimento do caminho, ou do comumente chamado atraso do caminho, é dado por:

$$\Delta L = \int_L n(s) ds - G \quad (3.3)$$

onde  $n(s)$  é o índice refrativo, em função do caminho curvo  $L$ ; e  $G$  o comprimento do seguimento de reta do caminho geométrico pela atmosfera, que é o caminho de um raio no vácuo.

Equivalentemente,

$$\Delta L = \int_L [n(s) - 1] ds + (S - G) \quad (3.4)$$

,onde  $S$  representa o caminho ao longo de  $L$ .

O primeiro termo da direita, na equação 3.4, é devido ao efeito retardador da troposfera e o segundo ao alongamento do caminho. Para caminhos acima de  $15^\circ$ , o termo  $(S - G)$  é muito pequeno, da ordem de 1 cm ou menos. Para um raio de caminho ao longo do zênite, o termo desaparece completamente na ausência de gradientes horizontais do índice refrativo ( $n$ ). Essa equação, em termos da refratividade atmosférica ( $N$ ) é representada por:

$$N = 10^6(n - 1) \quad (3.5)$$

,portanto 3.4 pode ser representada por:

$$\Delta L = c_0(t - t_0) = \int_H^\infty (n - 1) dz = 10^{-6} \int_H^\infty N dz \quad (3.6)$$

,onde a integração é feita ao longo do caminho do raio, com  $H$  representando a altura da estação de recepção,  $c_0$  a velocidade de propagação da luz no vácuo,  $t$  o tempo de propagação pela atmosfera,  $t_0$  o tempo de propagação da mesma distância no vácuo.

A simplificação da modelagem da refratividade do ar é feita em relação ao atraso, por meio de funções de mapeamento, determinando o atraso zenital total ( $Z_{TD}$ ), que depende da estrutura vertical da temperatura e também da umidade com a altura na troposfera. Com isso, a refratividade do ar passa a ser considerada uma função da temperatura, das pressões

parciais do ar e do vapor de água, cujos valores variam com a altitude ( $h$ ). Entre as várias fórmulas em geral usadas para a refratividade do ar, a mais precisa foi desenvolvida por Thayer (1974) (Davis et al. (1985)):

$$N = k_1 \frac{p_d}{T} Z_{HD}^{-1} + k_2 \frac{e_w}{T} Z_{WD}^{-1} + k_3 \frac{e_w}{T^2} Z_{WD}^{-1} \quad (3.7)$$

onde  $p_d$  representa a pressão parcial da componente hidrostática (hPa);  $e_w$  a pressão parcial do vapor de água (hPa); os termos  $Z_{HD}$  e  $Z_{WD}$  os inversos das constantes de compressibilidade, às vezes referido como fator de compressibilidade ou de atraso hidrostático de zênite; e as constantes  $k_1, k_2$  e  $k_3$  são determinadas com dados experimentais, que segundo Bevis et al. (1994):

$$k_1 = (77,6 \pm 0,014) \text{ K hPa}^{-1} \quad (3.8a)$$

$$k_2 = (64,79 \pm 0,08) \text{ hPa}^{-1} \quad (3.8b)$$

$$k_3 = (3,776,6 \pm 0,004) 10^5 \text{ K}^2 \text{ hPa}^{-1} \quad (3.8c)$$

O primeiro termo da equação 3.7 representa o efeito causado pela influência dos constituintes da atmosfera, incluindo o vapor de água, que não possui momento dipolar ( $N_{HD}$ ). Os constituintes da troposfera podem ser tratados em conjunto, considerando-os em um único termo, visto que apresentam as razões de mistura praticamente constantes (Davis et al. (1985)). O segundo e o terceiro termos apresentam os efeitos do vapor de água ( $N_{WD}$ ). As componentes da refratividade têm grande dependência da quantidade de vapor de água da atmosfera, que é altamente variável tanto em tempo como no espaço.

Os fatores de compressibilidade ( $Z_i$ ) representam o comportamento não ideal dos constituintes atmosféricos. A lei para gases ideais descreve esse comportamento:

$$p_i = Z_i \rho_i R_i T \quad (3.9)$$

onde  $p_i, Z_i, \rho_i, R_i$  representam respectivamente a pressão parcial, a compressibilidade, a densidade e a constante específica do gás constituinte; e  $T$  a temperatura absoluta da mistura. Para os gases ideais, o fator de compressibilidade  $Z_i^{-1}=1$  e difere em poucas partes por milhares para a atmosfera.

O atraso úmido é muito mais variável que o hidrostático, embora apresente menor magnitude. Contudo a componente úmida de zênite, representada por  $Z_{WD}$  (atraso úmido de zênite), não pode ser obtida apenas com as observações de superfície, em face da grande variabilidade espacial e temporal da umidade na atmosfera. Uma alternativa é determiná-la de forma indireta, usando o atraso hidrostático, seguindo os procedimentos acima descritos, e o atraso total de zênite ( $Z_{TD}$ ). Segundo as observações, o atraso do zênite úmido pode ser obtido com precisão de alguns centímetros ou até menos nas regiões áridas, e de até 35 cm nas regiões úmidas. Esses atrasos são menores para caminhos orientados ao longo do zênite e aumentam de forma inversamente proporcional com o seno do ângulo de elevação.

As expressões dos inversos da compressibilidade são obtidas pelo processo de ajuste dos mínimos quadrados mediante o emprego de dados termodinâmicos. As expressões usadas para esse fim são:

$$Z_{HD} = 1 + p_d \left[ 57,97 \cdot 10^{-8} \left( 1 + \frac{0,52}{T} \right) - \frac{9,4611 \cdot 10^{-4} t}{T^2} \right] \quad (3.10)$$

e

$$Z_{WD}^{-1} = 1 + 1650 \left( \frac{e_w}{T^3} \right) (1 - 0,01317t + 1,75 \cdot 10^{-4} t^2 + 1,44 \cdot 10^{-6} t^3) \quad (3.11)$$

,onde  $t$  é a temperatura em °C,  $T$  em K e as pressões são dadas em hPa.

Conforme descrito, o atraso total é dado pela soma de dois termos, que com a função de mapeamento pode ser considerado em termos do zênite. O primeiro termo, chamado de hidrostático zênite ( $\Delta L_h$ ), é obtido por:

$$\Delta L_h = (2,2779 \pm 0,0024) \frac{p_0}{f(\phi, H)} \quad (3.12)$$

,onde  $p_0$  é a pressão total na superfície, em hPa; e

$$f(\phi, H) = (1 + 0,00266 \cos(2\phi) - 0,00028H) \quad (3.13)$$

é usado para modelar a variação da aceleração da gravidade com a altura acima da estação, em km. O segundo termo do atraso total, o atraso úmido de zênite  $\Delta L_w$ , é obtido com a seguinte formulação:

$$\Delta L_w = 10^{-6} \left[ (17 \pm 10) \int_0^\infty \frac{e}{T} ds + (3,776 \pm 0,03) 10^5 \int_0^\infty \frac{e}{T^2} ds \right] \quad (3.14)$$

expressa nas mesmas unidade do caminho  $s$ ,  $T$  em K e a pressão do vapor em hPa.

O maior atraso úmido ocorre na baixa troposfera; muito embora aproximados, os modelos que prevêm o atraso com medidas da pressão da superfície não são precisos, em comparação com modelos que prevêm o retardo seco. Na prática, o atraso úmido deve ser obtido usando radiosondagens ou tecnologias GPS.

Considerando os dois primeiros termos da equação 3.14, com o auxílio da equação do estado para o ar seco e úmido pode-se isolar a componente hidrostática independente da razão de mistura e obter:

$$N = k_1 R_h \rho + k_2' \frac{e}{T} Z_w^{-1} + k_3 \frac{e}{T^2} Z_w^{-1}$$

,onde  $\rho$  é a densidade do ar atmosférico e  $R_h$  a constante específica para o ar seco ( $287,0538 \text{ J Kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ ).

Algumas proposições são muitas vezes disponíveis para usar a expressão aproximada para  $N$ :

$$N = 77,6 \frac{p}{T} + 3,73 \cdot 10^{-5} \frac{e}{T^2} - 4,03 \cdot 10^7 \frac{n_e}{f^2} \quad (3.15)$$



Aplicando a equação 3.15 na integral da equação 3.14, com respeito à altitude  $h$ , dentro da altura efetiva da troposfera e empregando as funções de mapeamento apropriadas, obtém-se o atraso zenital troposférico total ou atraso neutro ( $Z_{ND}$ ), dado pela soma integrada dos atrasos hidrostático ( $Z_{HD}$ ) e a úmida ( $Z_{WD}$ ):

$$Z_{ND} = Z_{HD} + Z_{WD} = 10^{-6} \int_{h_0}^h k_1 R_h \rho dh + 10^{-6} \int_{h_0}^h (k'_2 \frac{e}{T} Z_{WD}^{-1} + k_3 \frac{e}{T^2} Z_{WD}^{-1}) dh \quad (3.16)$$

Tendo em vista que a pressão parcial do vapor de água ( $e$ ) varia muito, tanto em espaço como no tempo, a solução exata da equação é bem complexa. Esse fato dificulta a modelagem da componente úmida  $Z_{WD}$  a partir das medidas realizadas na superfície. No entanto, é passível de solução quando se dispõe de um radiômetro, pois o instrumento permite obter uma estimativa da refratividade da atmosfera gerada pela componente úmida, dada pela equação 3.16. Uma alternativa é utilizar radiosondagens, que possibilitam obter a integral, usando os perfis da pressão parcial do vapor de água ( $e$ ) e temperatura ( $T$ ). Porém isso é praticamente inviável, dada a alta variabilidade espacial e temporal. Uma opção viável, embora não apropriada, muito utilizada é a modelagem do atraso zenital neutro empregando algoritmos compostos de processos estocásticos e funções matemáticas que relacionam a refratividade com valores de temperatura e pressão coletados na superfície, tratando não apenas com a influência da componente úmida, mas também com a da componente hidrostática. Entretanto, a qualidade dos valores obtidos é prejudicada, pois os resultados requerem a inferência mediante o uso de um perfil atmosférico padrão. Trata-se, portanto, de aproximação grosseira presente na modelagem troposférica, responsável, em grande parte, pelos erros que têm sido cometidos.

Para as aplicações das técnicas de posicionamento por satélite que requerem alta precisão em tempo real, uma das opções mais adequadas é o emprego de parâmetros meteorológicos dos resultados de Modelos de Previsão Numérica de Tempo para gerar previsões dos valores do atraso zenital troposférico.

O atraso zenital da componente hidrostática ( $Z_{HD}$ ), dado pela primeira integral em (3.16), é a integral da refratividade atmosférica gerada pela influência dos gases hidrostáticos ( $N_h$ ) em função da altitude  $h$ , que com as devidas constantes pode obtida por:

$$Z_{HD} = 10^{-6} \int N_h ds = 10^{-6} \int k_1 R \rho dh = 2,22765201 \cdot 10^{-2} \int \rho dh \quad (3.17)$$

Perante a suposição hidrostática, cuja validade foi comprovada por Askne and Nordius (1987), denotando por  $p_0$  a pressão na superfície (hPa) em determinado local com latitude ( $\varphi$ ) e altitude acima do elipsóide ( $h_0$ ) em km, tem-se:

$$Z_{HD} = \frac{(2,27683157 \cdot 10^{-3} \pm 5,0 \cdot 10^{-7}) p_0}{1 - 0,0026 \cos 2\varphi - 0,00028 h_0} \quad (3.18)$$

O denominador é empregado para modelar a variação da aceleração da gravidade com a latitude e altitude. Segundo Bevis et al. (1992), além da existência de outras fontes de erros, o fator determinante para a precisão dos valores dados pela equação é a qualidade das medidas da pressão atmosférica. Para barômetros com precisão de 0,3 hPa, a precisão dos resultados



é menor que 1 mm.

Uma vez determinado o atraso hidrostático ( $Z_{HD}$ ), com o conhecimento do atraso ionosférico ( $Z_{ID}$ ) obtido com o sinal GPS de banda dual, sendo o atraso total ( $Z_{TD}$ ) dado por:

$$Z_{TD} = Z_{ID} + Z_{ND} \quad (3.19)$$

onde aqui o atraso da atmosfera neutra:

$$Z_{ND} = Z_{HD} + Z_{WD} \quad (3.20)$$

então o atraso devido a  $Z_{WD}$  pode ser computado com:

$$Z_{WD} = Z_{TD} - Z_{ID} - Z_{HD} \quad (3.21)$$

### 3.1.4 Integral da Água Precipitável (IPW)

A disponibilidade da componente do atraso úmido de zênite permite estimar a Água Precipitável Integrada de Vapor (IPW) mediante o uso de modelos analíticos ou estatísticos da temperatura. Segundo proposto por Bevis et al. (1994):

$$PW = kZ_{WD} \quad (3.22)$$

onde,

$$k = \frac{10^6}{\rho_w R_v \left( \frac{k_3}{T_m} + k'_2 \right)} \quad (3.23)$$

onde  $\rho_w$  é a densidade da água,  $R_v = 461,495 J kg^{-1} K^{-1}$  é a constante específica do vapor de água,  $k'_2 = 22,1 \pm 2,2 (K/hPa)$  e  $k_3 = (3,739 \pm 0,012) \cdot 105 (K/hPa)$ .

A temperatura ponderada média da atmosfera,  $T_m$  pode ser expressa por:

$$T_m = \frac{\int \frac{e}{T} dz}{\int \frac{e}{T^2} dz} \quad (3.24)$$

onde  $e$  representa a pressão parcial do vapor da água e  $T$  a temperatura absoluta. O valor de  $T_m$  pode também ser estimado de forma grosseira, considerando:

$$T_m = 70,2 + 0,72T_s(K) \quad (3.25)$$

onde  $T_s$  representa a temperatura na superfície.

Para dado local ele pode ser calculado com dados de diferentes satélites simultaneamente, e com as medidas obtidas determinar o valor médio de água precipitável.

### 3.2 GPS/MET

A Meteorologia GPS é o nome que se tem dado à ciência e à tecnologia que emprega o GPS para um ativo sensoriamento remoto da atmosfera da Terra, usando técnicas de sondagem de limbo ativo com observação de ocultação de rádio para inferência de parâmetros atmosféricos. Esse programa, proposto a princípio pela UCAR (University Corporation for Atmospheric Research) está sendo designado, coletivamente com a tecnologia e o desenvolvimento, de GPS/MET.

A GPS/MET está sendo revolucionada com as novas tecnologias do sistema atualmente existente GPS/EUA e dos novos sistemas em planejamento no programa Constelação de Sistema de Observação para Meteorologia, Ionosfera e Clima (COSMIC), como, por exemplo, COSMIC/FORMOSAT-3 dos Estados Unidos e Taiwan (planejado para 3 micros satélites com menos de 70 kg cada); o Sistema de Navegação Europeu: Galileu; o Brasileiro/Inpe; o Argentino/CNAE, entre outros.

A nova exploração tem como base os GPS que são levados a bordo dos satélites de observação da Terra (LEO) de baixa órbita para monitorar a atmosfera com técnicas de ocultação; ou mais especificamente realizar a sondagem do limbo, onde as variações na fase e na amplitude dos sinais GPS transmitidos pelos satélites de altos níveis são monitorados à medida que o caminho do sinal passa pelo horizonte de visão dos dois satélites (Figura 3.4).

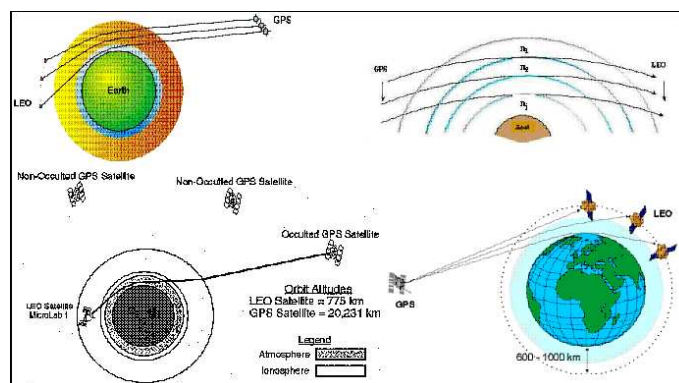


Figura 3.4: Sistema GPS/MET – GPS-LEO

Conforme ilustrado, as sondagens de alta resolução da atmosfera podem ser extraídas dessas observações quando o caminho do sinal entre do receptor GPS a bordo do LEO e um dos 24 satélites GPS passa pela atmosfera da Terra. Quando o caminho do sinal GPS começa a interceptar a mesopausa, em torno de 85 km de altitude, o sinal é suficientemente retardado de forma a ser detectável (da ordem de 1 mm de retardo equivalente em distância), visto pela portadora de fase do GPS de frequência dual do receptor GPS do LEO. À medida que o caminho abrange as camadas atmosféricas cada vez mais densas da atmosfera, o retardo aumenta para aproximadamente 1 km na superfície da Terra. Assim, a atmosfera cria um único sinal com aproximadamente 6 ordens de magnitude na variação dinâmica. Um simples receptor GPS do LEO pode observar mais de 500 dessas ocultações por dia, o que cobre grotescamente de forma uniforme todo o globo. Esse programa tem como objetivo: construir um sistema usado para coleta de dados de ocultação GPS; desenvolver e demonstrar algoritmos de recuperação de perfis de refratividade precisa e inferir perfis verticais de produtos, como pressão, temperatura e umidade; determinar o impacto dos dados de ocultação GPS/MET

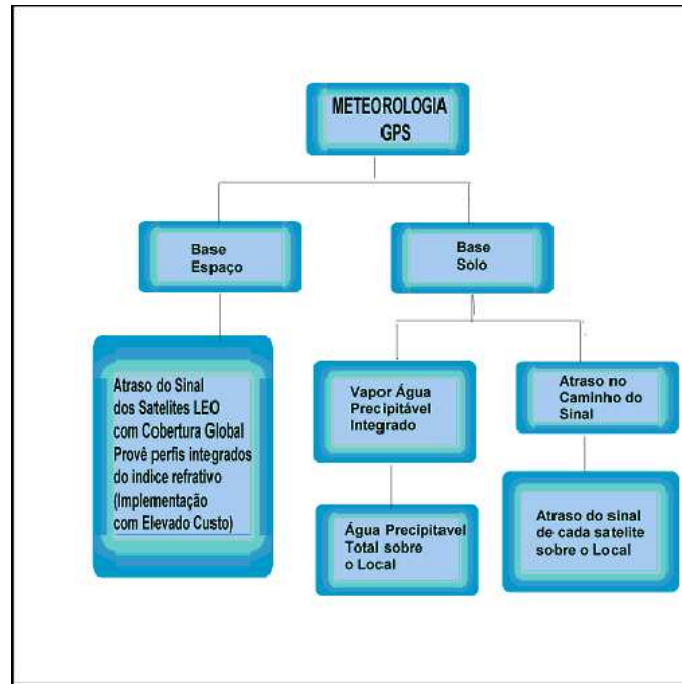


Figura 3.5: Sistema LEO

na previsão do tempo e pesquisas em geral; e publicar dados GPS/MET de forma útil para outros cientistas que investigam a meteorologia e aplicações relacionadas.

No sistema GPS/MET a sequência dos sinais obtidos apresenta a possibilidade de constituírem-se cortes verticais da atmosfera, variações da densidade eletrônica, da densidade do ar e de temperatura e umidade do ar. Entretanto, todos os parâmetros podem variar tanto na amplitude como na fase e intensidade dos sinais, e conseqüentemente desviarem o caminho dos sinais. As medições e as análises dos sinais permitem, porém, estimar as detecções das condições atmosféricas que causam essas variações. A sequência das amostras dos sinais, durante um período completo do evento de ocultação, pode, por exemplo, ser invertido pela transformação de Abel, supondo simetria esférica para obter o índice de refração para cada camada ( $a$ ) da pilha de camadas (como as camadas de uma cebola) ao longo do caminho  $x$ :

$$n(a) = \exp \left\{ -\frac{1}{\pi} \int_a^{\infty} \ln \left[ \frac{x}{\alpha} + \left( \frac{x^2}{\alpha^2} - 1 \right)^{\frac{1}{2}} \right] \frac{d\alpha}{dx} dx \right\} \quad (3.26)$$

Com os perfis do índice de refração na camada neutra da atmosfera, podem-se obter os perfis dos parâmetros significativos da atmosfera, como densidade, pressão, temperatura e vapor de água. Muitas vezes, ela é determinada também com análise das covariâncias de erros e da otimização estatística das inferências feitas usando perfis conhecidos, como primeira aproximação (em perfis verticais do conteúdo de elétrons na atmosfera), densidade, temperatura e umidade.

Algumas imperfeições e incertezas associadas a essa nova tecnologia GPS ainda perduram. Um problema básico reside na qualidade das variáveis dos perfis individuais extraídos dos sinais GPS, devido ao fato de ser afetada, por exemplo, pelas condições de tempo relacionadas

com o tempo, como os fortes ou súbitos desenvolvimentos de irregularidades horizontais nas densidades eletrônicas da ionosfera. Outro obstáculo é a disponibilidade dos dados. Em geral os dados de ocultação são coletados ao longo da órbita e armazenados a bordo dos satélites para depois serem descarregados para a estação de telemetria de solo. Um satélite LEO tem, tipicamente, duas ou três passagens separadas de cerca de 100 minutos (período orbital) dentro da sequência de duas passagens sobre determinada estação. Esse fato limita o intervalo de disponibilidade em tempo quase real de cada um dos satélites LEO. Além disso, um esforço especial é necessário para processar os dados com a rapidez necessária de forma a assimilá-los nos modelos operacionais de previsão de tempo com requisitos específicos em termos de latência de dados.

### 3.3 Sensor Especial Imageador Microonda (SSM/I)

O Sensor Especial Imageador Microonda (SSM/I) é carregado a bordo dos satélites F8, F10, F11, F12, F13 e F15 do Programa de Defesa de Satélites Meteorológicos (DMSP), lançados respectivamente nos anos de 1987, 1990, 1991, 1994, 1995 e 2000 para proporcionar suporte às operações do Departamento de Defesa (DoD) dos Estados Unidos.

Para compreender os aspectos técnicos envolvidos na obtenção dos parâmetros atmosféricos com base em dados de microondas é necessário proceder à descrição da física envolvida nos processos da transferência radiativa das microondas.

#### 3.3.1 Transferência radiativa das microondas

As interações da radiação eletromagnética das microondas com os gases atmosféricos consistem de absorções e emissões ressonantes, bandas de frequências espectrais estreitas, bem como de absorções e emissões contínuas não ressonantes. Essas interações, associadas à extrema sensibilidade dos sensores passivos aos perfis atmosféricos verticais, da temperatura, do vapor de água e da água líquida das nuvens, vêm sendo crescentemente desenvolvidas e exploradas pela área espacial; e as tecnologias das medições inerentes colocadas a bordo de satélites destinados a explorações ambientais.

As frequências abaixo da microonda de 30 GHz, por serem pouco sensíveis à água líquida das nuvens, podem ser usadas para inferir o vapor de água da atmosfera, mesmo com coberturas de nuvens. Contudo, visto que acima dessa frequência tanto a água líquida como o vapor de água afetam a emissão térmica da atmosfera, essas frequências podem também ser empregados para obter a água líquida.

Na Figura 3.6, adaptada de Ulaby et al. (1981), é apresentada a transmissão atmosférica para o caso particular de uma atmosfera sem cobertura de nuvens, na faixa espectral entre 1 GHz e 300 GHz das microondas. Ela mostra nitidamente as bandas de absorção do vapor de água, nas frequências indicadas.

As partículas relativamente grandes, como das gotas de chuva e dos cristais de gelo, causam espalhamentos da radiação de microondas e com isso reduzem a radiação, emitida para cima, a qual pode ser medida pelo detector do satélite, ou, mais especificamente, causam deflexão da temperatura de brilho. No entanto, como esses espalhamentos, decorrentes das

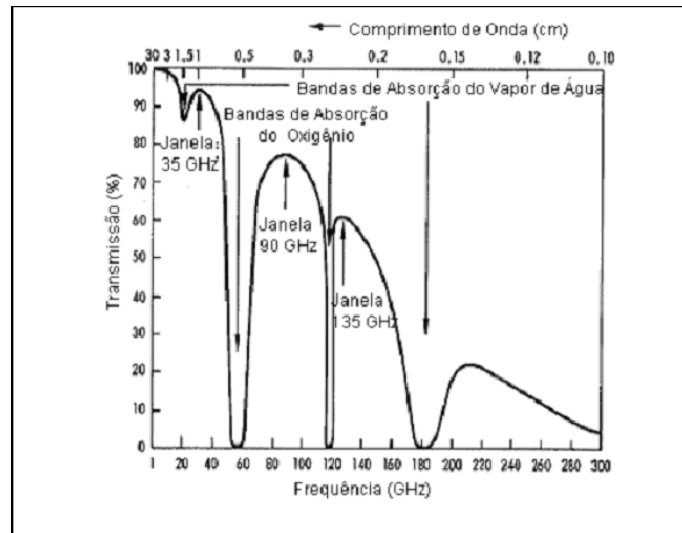


Figura 3.6: Função transmissão espectral das microondas.

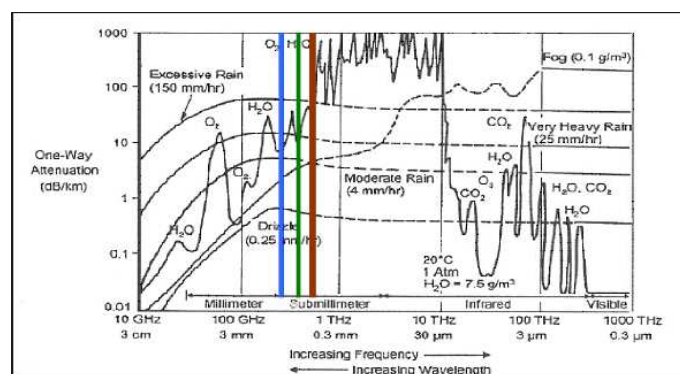


Figura 3.7: Atenuação pela precipitação atmosférica.

gotas de água das nuvens, são muito pequenos, na prática em geral são considerados desprezíveis. Na Figura 3.7 são apresentadas atenuações causadas por diferentes tipos de precipitação atmosférica.

Uma particularidade física muito importante nas aplicações práticas é que, a temperatura de brilho é aumentada pela intrínseca emissão de radiancias no espectro das microondas pelas nuvens que se encontram sobre superfícies oceânicas. Isso ocorre, por um lado, porque as superfícies com água líquida (rios, lagos, oceanos) apresentam baixa emissividade radiativa, ou seja, são “radiativamente escuras”. E, por outro lado, porque os coeficientes de absorção radioativa da água na fase líquida e do vapor de água são diretamente proporcionais ao conteúdo de água. Essa propriedade de realce na temperatura de brilho, ou incremento que ocorre pela presença das nuvens, pode ser utilizada para inferir o conteúdo de água de uma coluna de ar sobre as mencionadas superfícies.

A emissão de radiancias nas frequências de microondas pelas superfícies de terra é não apenas muito grande como também bastante heterogênea. Conseqüentemente, não permite a inferência direta nem da água líquida nem do vapor de água. Por essa razão, requiere informações adicionais relacionadas com a emissividade das superfícies do solo, que são muito variáveis tanto no tempo como no espaço; mas que devem ser específicas e particularmente consideradas no caso das medições sobre superfícies de terra.

### 3.3.2 Vapor de Água e Água Líquida por Microondas

Os conteúdos de vapor de água e de água líquida integrados verticalmente na atmosfera podem ser inferidos, por exemplo, empregando-se medições nas frequências de 22 GHz, onde ocorre a máxima absorção do vapor de água, e de 32 GHz, que é uma janela atmosférica (Figura 3.6). Antes de proceder à metodologia empregada na inferência, será apresentado um sumário do embasamento teórico empregado nas suas determinações, usando tecnologias espaciais.

Para uma atmosfera sem espalhamento, a radiação emitida para cima,  $L_\lambda$ , segundo uma direção cujo cosseno do ângulo é  $\mu$ , é determinada pela equação de Schwarzschild, expressa por:

$$L_\lambda = L_0 e^{-\frac{\tau}{\mu}} + \int_0^{\tau_0} e^{-\frac{\tau_0-\tau}{\mu}} B_\lambda(T) \frac{d\tau_\lambda}{\mu} \quad (3.27)$$

Em vez da espessura ótica  $\tau$ , na prática emprega-se a coordenada monotônica  $h$  (altitude), com  $h_0$  na superfície a  $h_T$  no topo da atmosfera; e função transmissão dada por:

$$\Gamma(\tau_1, \tau_2) = \exp(-|\tau_2 - \tau_1|) \quad (3.28)$$

Portanto, nessa coordenada, (3.27) pode ser expressa por:

$$L_\lambda = L_0 \Gamma_0^{\frac{1}{\mu}} + \int_{h_0}^{h_T} B_\lambda(T) W_\lambda dh \quad (3.29)$$

onde

$$W_\lambda(h, \mu) = \frac{d}{dh} \left( \Gamma_\lambda^\mu \right) \quad (3.30)$$

Como a superfície dos oceanos apresenta baixa emissividade,  $\varepsilon_0 \approx 0,4$ ; ou seja, grande refletividade ( $1 - \varepsilon_0 \approx 0,6$ ), a emissão líquida resultante pode ser representado por:

$$L_0 = \varepsilon_0 B_\lambda(T_0) + (1 - \varepsilon_0) L_{ceu} \quad (3.31)$$

onde  $L_{ceu}$  representa a radiância atmosférica emitida para baixo. Ela pode ser determinada pela equação de Schwarzschild, integrada do topo da atmosfera ao solo, ou seja:

$$L_{ceu} = B_\lambda(T_{espaco}) \Gamma_0^\mu + \int_{h_T}^{h_0} B_\lambda(T) \frac{d}{dh} \left( \frac{\Gamma_0}{\Gamma_h} \right)^\mu dh \quad (3.32)$$

onde  $T_{espaco}$  é a temperatura da radiação cósmica de suporte (“background”  $\sim 2,7K$ ) e  $\left( \frac{\Gamma_0}{\Gamma_h} \right)^\mu$  é a transmissão desde a altura  $h$  ao solo.

Com as equações 3.29 e 3.32:

$$L_\lambda = \varepsilon_0 B_\lambda(T_0) \Gamma_0^\mu + (1 - \varepsilon_0) B_\lambda(T_{espaco}) \Gamma_0^\mu + \int_{h_0}^{h_T} B_\lambda(T) W_\lambda(h, \mu) dh \quad (3.33)$$

,onde

$$W_\lambda(h, \mu) = \left[ 1 + (1 - \varepsilon_0) \left( \frac{\Gamma_0}{\Gamma_\lambda} \right)^\mu \right] \frac{d\Gamma_\lambda^\mu}{dh} \quad (3.34)$$

### 3.3.3 Aplicações do SSM/I

A liberação dos dados dos satélites do DMSP para a comunidade científica representando parte dos subprodutos, do que é de suporte ao DoD, e que vem sendo usado para fim de desenvolvimentos técnicos e científicos, incorporam os dados do SSM/I, que opera em quatro frequências de microondas, centrado em 19,35; 22,235; 37.000 e 85,5 GHz.

Os dados do SSM/I são importantes, visto que, na ausência de chuva, há uma relação extremamente simples e única entre a temperatura de brilho ( $Tb$ ), medida pelo SSM/I, a qual pode ser usada para inferir o vapor de água de uma coluna atmosférica ( $V$  em mm); a água líquida das nuvens na coluna atmosférica ( $L$  em mm); bem como a velocidade do vento próximo à superfície ( $W$  em m/s). Porém, quando há ocorrência de chuva sobre o local em observação pelo satélite, o problema se torna extremamente complexo.

A extração de  $V$ ,  $L$  e  $W$  pode ser feita e obtida com relativamente alto grau de precisão, fazendo uso da relação existente entre a temperatura de brilho  $Tb$  e esses parâmetros; relação essa obtida com a equação da transferência radiativa (ETR). Ressalta-se, entretanto, que isso só é possível para atmosfera sem precipitação e sobre áreas oceânicas. O modelo que

vem sendo usado operacionalmente é designado Função Modelo  $T_b$  (Wentz (1983)). Nesse modelo, os parâmetros são obtidos variando-os até que a função modelo  $T_b$  se iguale ao das observações do SSM/I. Assim, a precisão na obtenção desses parâmetros depende, essencialmente, do modelo  $T_b$ . Para obter a maior precisão possível, o modelo inclui todos os efeitos de todos os parâmetros relevantes da ETR, bem como um processo de calibração com precisão.

O sensor SSM/I consiste de 7 radiômetros que faz medições com dupla polarização, em 19,35 GHz, 38,0 GHz e 85,5 GHz; e uma polarização vertical em 22,235 GHz, utilizando um refletor parabólico de 61 cm por 66 cm para a coleta da radiação de microondas. As principais características do SSM/I são apresentadas na Tabela 3.1.

Todo o conjunto de sensores a bordo dos satélites do DMSP gira como uma única unidade sobre o eixo do nadir, perfazendo uma rotação a cada 1,9 segundos. Os refletores dos alvos frio e quente, de referência, são dispostos de forma fixa, ou seja, não giram com o sistema e fornecem dados, a cada rotação, para fins de calibração. As observações da Terra são feitas pelo sistema de varredura durante um segmento angular de  $102,4^\circ$  da rotação, centrado na trajetória do satélite, e que corresponde a uma varredura transversal à órbita de 1400 km da superfície da Terra. Essa varredura, com inclinação orbital de  $98,8^\circ$ , proporciona a cobertura global da Terra em dois ou três dias, exceto para um pequeno setor próximo aos Pólos Norte e Sul. As três menores frequências são amostradas de tal forma que o espaçamento dos pixels é de 25 km, e o de 85,5 GHz com a metade dessa resolução espacial.

Tabela 3.1: Características do SSM/I

Frequência (GHz)	Polarização	Período Integração	Resolução	
			Ao longo da Trajetória	Transversal à Trajetória
19,350	Vertical	7,95	69	43
19,350	Horizontal	7,95	69	43
22,235	Vertical	7,95	50	40
37,000	Vertical	7,95	37	28
37,000	Horizontal	7,95	37	29
85,500	Vertical	3,89	15	13
85,500	Horizontal	3,89	15	13

Com a intensidade da radiação medida pelo SSM/I e empregando-se a aproximação de Rayleigh-Jeans (Eisberg (1961)), que expressa a intensidade da radiação em termos da temperatura, a assim denominada temperatura da antena  $TA$  é determinada com a expressão:

$$T_{A\nu P} = G_{\nu P_V} T_{B\nu P_V} + G_{\nu P_H} T_{B\nu P_H} + G_{\nu P_O} T_{BC} \quad (3.35)$$

onde os índices  $\nu$  e  $P_V, P_H$  denotam as frequências e as polarizações vertical e horizontal,  $T_{B\nu P_V}$  e  $T_{B\nu P_H}$  as temperaturas de brilho,  $T_{BC}$  a temperatura da radiação cósmica de suporte, constante considerada com valor de 2,7 K. Os fatores  $G$  são coeficientes da antena cujos valores são dados por Wentz (1991).

De acordo com Wentz (1992), a temperatura de brilho, nas frequências do SSM/I, depende da temperatura da água do mar e da rugosidade, assim como das temperaturas da atmosfera e do conteúdo de água líquida de vapor e água das nuvens. As análises por ele realizadas mostraram que há forte correlação entre a rugosidade (ou seja, ondas capilares, ondas curtas de gravidade e espumas) e o vetor vento próximo à superfície. No modelo  $T_b$  a rugosidade da superfície é parametrizada em termos da emissividade da superfície induzida pelo vento, que



é uma função da direção e velocidade do vento.

Na ausência de chuva, a transmitância atmosférica é translúcida nas frequências do SSM/I e varia de 0,95 para o ar seco e 0,5 para o ar tropical úmido. Assim, como o SSM/I “vê” toda a atmosfera, a absorção e emissão atmosférica podem ser modeladas em termos do  $V$  e  $L$ . Há também dependência decorrente do alargamento (ou compressão) da linha da água em 22 GHz, devido à variação da pressão atmosférica  $p$ . Conseqüentemente, são 7 os parâmetros do modelo  $T_b$ :

$T_s$  – temperatura da água do mar;

$T_e$  – temperatura efetiva da atmosfera;

$W$  – velocidade do vento próximo à superfície, 10 m (direto do SSM/I);

$\phi$  – direção do vento próximo à superfície;

$V$  – vapor de água da coluna (direto do SSM/I);

$L$  – água líquida da coluna (direto do SSM/I) e

$p$  – pressão atmosférica

Apenas  $L$  e  $V$  serão aqui discutidos, considerando o interesse no presente desenvolvimento.

Na ausência de chuva, o vapor de água é o sinal dominante nas frequências do SSM/I. O vapor de água tem forte assinatura espectral devido à linha de absorção em 22,235 GHz. Essa grande dependência faz com que seja muito fácil extrair o vapor de água, cuja variação global é da ordem de 1 mm a 68 mm na atmosfera. Nessa frequência, a variação da temperatura de brilho com  $V$  é da ordem de  $1,5 K/mm$  (ou variação global esperada de 1 K até cerca de 102 K); ou seja,  $\frac{\partial T_B}{\partial V} \approx 1,5 K/mm$ .

O conteúdo de água líquida  $L$  também apresenta grande dependência, que aumenta aproximadamente com o quadrado da frequência. Essa assinatura espectral, junto com a da polarização, que é diferente para o caso da velocidade do vento, provê meios para inferir  $L$ . Para nuvens sem precipitação, os valores típicos de  $L$  varia de 0,05 mm a 0,20 mm (ou mais), e a sensibilidade da polarização horizontal em 37 GHz é:  $\frac{\partial T_B}{\partial L} \approx 90 K/mm$ . Os conteúdos de  $V$  e  $L$  da coluna de ar atmosférico são definidos por:

$$V = 10^{-3} \int \rho_v(h) dh \quad (3.36a)$$

$$L = 10^{-3} \int \rho_L(h) dh \quad (3.36b)$$

onde a integral é sobre uma altura  $h$  (m) desde a superfície até o topo da troposfera, onde há maior concentração de vapor e água líquida; e os termos das densidades são expressas em  $gm^{-3}$ . O fator  $10^{-3}$  converte a unidade de  $gm^{-2}$  para mm.

### 3.3.4 Modelo da Função $T_b$ Isotrópica

A ETR para uma atmosfera sem espalhamento é bem conhecida. A temperatura de brilho no topo da atmosfera, obtida pelo radiômetro do satélite, resulta da soma de: radiação emitida pela atmosfera (de baixo para cima); radiação da atmosfera (de cima para baixo) que é refletida (para cima) pela superfície do mar; e radiação emitida pela superfície do mar atenuada pela atmosfera. Essas três componentes podem ser expressa por:

$$F(W, V, L) = T_{BU} + \tau [\varepsilon T_s + (1 - \varepsilon)(\Omega T_{BD} + \tau T_{BC})] \quad (3.37a)$$

onde  $T_{BU}$  e  $T_{BD}$  são as temperaturas de brilho devido às radiações ascendentes e descendentes da atmosfera;  $\tau$  a transmitância da atmosfera;  $\varepsilon$  a emissividade, portanto com  $(1 - \varepsilon)$  representando a refletividade da superfície do mar; e  $T_{BC}$  a radiação cósmica de suporte (2,7 K). O termo com  $\Omega$  é incorporado para levar em conta o fato de o mar refletir radiações em todas as direções, e não apenas a especular.

As temperaturas de brilho (para cima e para baixo) são expressas em termos da temperatura efetiva do ar por meio das expressões:

$$T_U = T_{BU}/(1 - \tau) \quad (3.37b)$$

$$T_D = T_{BD}/(1 - \tau) \quad (3.37c)$$

onde as duas temperaturas efetivas são muito similares em valor, com a primeira um pouco menor.

Mediante o emprego de 42.195 sondagens de radiosondas, as temperaturas efetivas foram computadas usando a formulação integral da ETR (Wentz (1992)). Essa análise revela que os valores de  $V$  e  $T_s$ , nos locais das sondagens, estão altamente correlacionados conseguindo a expressão de regressão:

$$T_D = c_0 + c_1 V + c_2 V^2 + c_3 V^3 + c_4 V^4 + c_5 (T_s - T_V) \quad (3.38a)$$

$$T_U = T_D + c_6 + c_7 V \quad (3.38b)$$

$$T_V = 273,16 + 0,8337 V - 3,029 \varepsilon - 5 V^{3,33} \quad (3.38c)$$

$$V \leq 48mm \quad (3.38d)$$

$$T_V = 301,16 \quad \text{para} \quad V > 48mm \quad (3.38e)$$

Para valores de  $V$  acima de 58 mm, extrapola-se linearmente a expressão (3.38a). Os coeficientes de regressão são apresentados na Tabela 3.2.

A equação 3.38c e 3.38d foram obtidas por regressão climatológica da TSM, nos locais das radiosondagens utilizadas para obter  $V$ . Por conseguinte,  $T_v$  representa a TSM, que é típica para o valor  $V$ . O termo  $T_s - T_v$  na equação 3.38a foi incluído para levar em conta o fato de a temperatura efetiva do ar ser maior (menor) para o caso de água extremamente quente (fria).

A Figura 3.8 apresenta a relação entre o vapor de água da coluna da atmosfera e a temperatura efetiva do ar para radiação descendente, com dados obtidos nas radiosondagens. A linha sólida foi obtida pela equação 3.38a e as barras verticais indicam o desvio padrão com respeito às observações.

Tabela 3.2: Coeficientes da Equação de Regressão

Parâmetro	19 GHz	22 GHz	37 GHz
$C_0$ (K)	240.58E+0	242.04E+0	239.55E+0
$C_1$ (K mm <sup>-1</sup> )	305.96E-2	297.16E-2	248.15E-2
$C_2$ (K mm <sup>-2</sup> )	-764.41E-4	-769.38E-4	-438.59E-4
$C_3$ (K mm <sup>-3</sup> )	885.95E-6	931.80E-6	278.71E-6
$c_4$ (K mm <sup>-4</sup> )	-40.80E-7	-44.85E-7	-3.23E-7
$C_5$	0.60E+0	0.20E+0	0.60E+0
$c_6$ (K)	-0.16E+0	-0.15E+0	-0.57E+0
$c_7$ (K mm <sup>-1</sup> )	-2.13E-2	-7.51E-2	-2.61E-2
$a_O$ (K)	11.80E+0	13.01E+0	28.10E+0
$a_{V1,LIEBE}$ (mm <sup>-1</sup> )	2.28E-3	6.16E-3	2.06E-3
$a_{V1,SSM/I}$ (mm <sup>-1</sup> )	2.23E-3	6.16E-3	1.85E-3
$a_{V2,LIEBE}$ (mm <sup>-2</sup> )	0.06E-5	1.05E-5	0.49E-5
$a_{V2,SSM/I}$ (mm <sup>-2</sup> )	0.00E-5	0.67E-5	0.17E-5

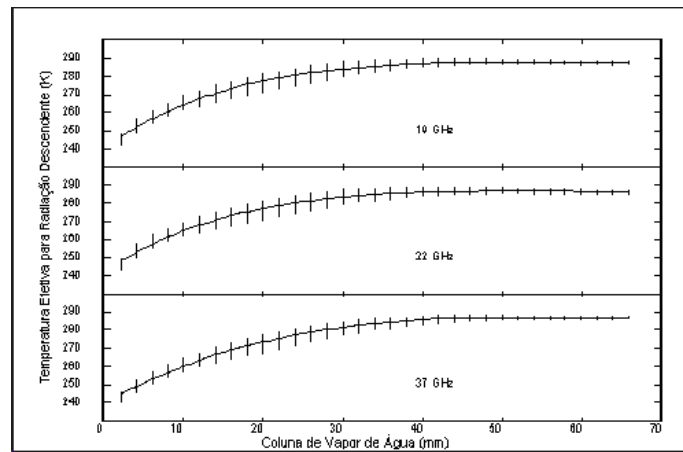


Figura 3.8: Temperatura efetiva para 19, 22 GHz e 37 GHz.

A transmitância atmosférica ao longo do caminho de visão do SSM/I, segundo ângulo  $\theta$ , é dado pela soma das transmitâncias devidas ao oxigênio ( $A_O$ ), ao vapor de água ( $A_V$ ) e à água líquida ( $A_L$ ), ou seja:

$$\tau = \exp[-\sec\theta(A_O + A_V + A_L)] \quad (3.39)$$

onde  $A_O$  e  $A_V$  foram determinadas utilizando 42.195 radiosondagens. Empregando a formulação completa e integral da ETR, ao cobrir todo o globo foi obtida a seguinte equação de regressão dos mínimos quadrados das radiosondagens ( $A_O \times T_D$ ):

$$A_O = (a_O/T_D)^{1.4} \quad (3.40)$$

$$A_V = a_{V1}V + a_{V2}V^2 \quad (3.41)$$

Os coeficientes  $a_O$  e  $a_V$  são dados na Tabela 3.2 acima para as frequências do SSM/I. O primeiro conjunto denotado pelo subscrito Liebe na tabela é resultante de radiosondagens

utilizando expressões dadas por Liebe (1985). Os coeficientes de Liebe produzem correlações errôneas, por isso ele empregou dados de radiosondagens e observações do SSM/I para obter os coeficientes  $a_{V1}$  e  $a_{V2}$ . Esses coeficientes são indicados pelo subscrito SSM/I na tabela (notar a diferença entre os valores indicados).

Na ausência de chuva, a transferência radioativa pelas gotas de água das nuvens, que é muito menor que o comprimento de onda da radiação, é governado pelo espalhamento de Rayleigh, e a absorção é proporcional ao conteúdo de água líquida da coluna contendo água,  $L$  (mm) (Goldstein (1951)). Há também dependência sobre a temperatura  $T_L$  (K) das gotas de água. A absorção de Rayleigh em 37 GHz,  $A_{L37}$ , é dado por :

$$A_{L37} = 0,208[1 - 0,026(T_L - 283)]L \quad (3.42)$$

,onde  $L$  é dado em mm.

A temperatura média entre a superfície e o nível de congelamento (273 K),  $T_L$ , é grotescamente aproximada por:

$$T_L = (T_S + 273)/2 \quad (3.43)$$

e a dependência da temperatura é a mesma, tanto em 19 GHz como em 22 GHz. O espalhamento de Rayleigh provê a seguinte expressão para a absorção pelas nuvens em 19 GHz e 22 GHz:

$$A_{L19} = 0.2858A_{L37} \quad (3.44a)$$

$$A_{L22} = 0.3751A_{L37} \quad (3.44b)$$

Segundo Wentz (1991), na ausência de chuva, as observações de  $Tb$  pelo SSM/I podem ser modeladas, com erro médio quadrático da ordem de 0,5 K a 1 K sobre oceanos. O modelo descrito apresenta um desvio médio quadrático de 1,2 mm para o vapor de água e de 0,025 mm para a água líquida das nuvens em regiões oceânicas e sem chuva. A precisão obtida é válida para resolução espacial da ordem de 50 km. Se diminuir a resolução espacial, o erro, segundo as observações, cai em cerca de 20%. O constante acompanhamento dos erros de  $V$  e  $L$ , comparado às observações, tem indicado uma ordem de magnitude de 0,6 mm e 0,005 mm.

A futura inclusão de novos canais espectrais, em 7, 10 GHz e 85 GHz nos futuros sistemas de radiômetros podem melhorar as precisões das inferências atuais. O algoritmo presente requer ainda a inclusão do caso de nuvens com chuva, ou seja, a inclusão de algoritmos de SSM/I para qualquer tipo de tempo sobre oceanos.

A Figura 3.9, adaptada de Bremen et al. (2002), mostra as componentes individuais que contribuem para a radiância da microonda medida no SSM/I. Visto que as radiâncias observadas resultam das emissões pelas superfícies, atmosfera e radiações cósmicas, a soma desses três constituintes contribui para as medições.

A integral da umidade da atmosfera é dada pela expressão:

$$\int_{h_0}^{h_T} W_\lambda(h, \mu) dh = 1 - \varepsilon_0 \Gamma_0^{\frac{1}{\mu}} - (1 - \varepsilon_0) \Gamma_0^{\frac{2}{\mu}} \quad (3.45)$$

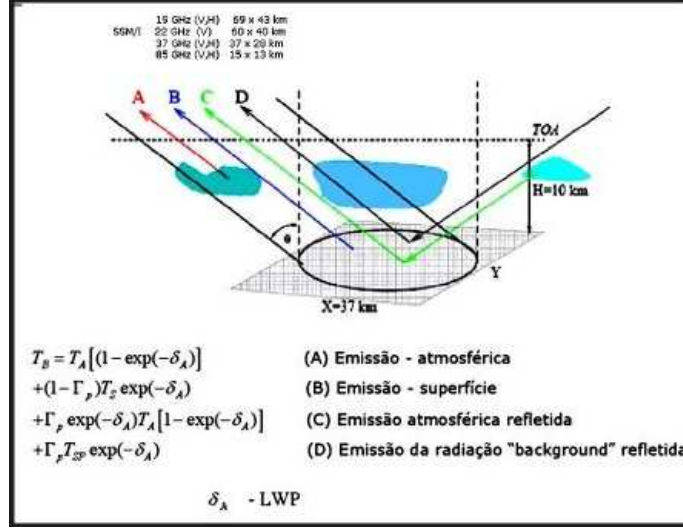


Figura 3.9: Microondas SSM/I – Contribuições da atmosfera e da superfície.

A Figura 3.10, adaptada de Bremen et al. (2002), mostra a partilha da temperatura de brilho para as polarizações vertical (a) e horizontal (b) para a frequência microonda de 37 GHz nos seguintes termos: A – emissão atmosférica; B – emissão pela superfície; C – emissão atmosférica refletida; D – radiação cósmica refletida em função da espessura ótica  $\tau_A^{hyd}$ . As diferenças entre as duas curvas representam a contribuição de uma fonte. Em (b) é também apresentada a diferença na polarização (V – H) do sinal total. A espessura ótica dos gases atmosféricos é suposta:  $\tau_{gas} = 0,105$ .

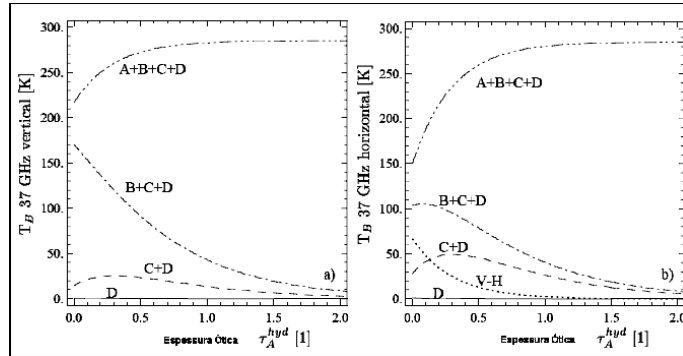


Figura 3.10: Partilha da temperatura de brilho a 37 GHz, horizontal (a) e vertical.

Usando a aproximação de Rayleigh-Jeans, ( $L \approx T$ ), a equação 3.33 pode ser escrita assim:

$$T_b(\lambda, \mu) = \varepsilon_0(\mu) T_0 \Gamma_0^\mu + (1 - \varepsilon_0) \Gamma_{espaco} \Gamma_0^\mu + \int_{\Gamma_0}^1 T W_\lambda(\Gamma, \mu) d\Gamma \quad (3.46)$$

onde a transmissão  $\Gamma$  foi escolhida como coordenada vertical. A transmissão atmosférica é da ordem de 1 e, portanto, permite considerar  $T \approx T_0$ . Com disso, a equação pode ser representado de forma simplificada, desprezando a extremamente pequena contribuição da emissão cósmica (Figura 3.9), em:

$$T_B \approx T_0 \left( 1 - [1 - \varepsilon_0(\mu)] \Gamma_0^{\frac{2}{\mu}} \right) \quad (3.47)$$

Na Figura 3.9 observa-se também que é pequena a contribuição da emissão da radiação pela atmosfera, resultante da absorção da radiação refletida pela radioativamente superfície fria do oceano ( $C$ ). Entretanto, essa componente apresenta diferenças detectáveis em ambos os estados de polarização, as quais são basicamente causadas pela reflexão da radiação pelos oceanos. Por essa mesma razão, a emissão direta do oceano ( $B$ ) também depende do estado da polarização. As contribuições de ( $C$ ) apresentam inicialmente um sensível aumento com o aumento da profundidade ótica, porque há mais radiação atmosférica sendo emitida próximas do solo. Acima de certa espessura ótica a radiação diminui devido à transmissão da atmosfera. Pela mesma razão, a contribuição da superfície diminui com o aumento da espessura ótica. Porém, como a emissão pelas gotas de água, que são óticamente brilhantes, tem um grande aumento com a espessura ótica, há uma relação nomotônica entre a temperatura de brilho total ( $A + B + C + D$ ) e a espessura ótica atmosférica, incluindo as nuvens. Ruprecht (1996) obteve também semelhantes resultados de análise para os constituintes avaliados.

A profundidade ótica da água da nuvem resulta do produto do coeficiente de absorção de massa integrada verticalmente; ou seja,  $\beta_{nuvem}$  (secção transversal da absorção por unidade de massa) das gotas de água, com o caminho da água líquida  $LWP$ . Portanto,

$$\tau_{nuvem} = LWP \cdot \beta_{nuvem} \quad (3.48)$$

Da mesma forma, a espessura ótica do vapor de água é obtida por:

$$\tau_{wv} = TPW \cdot \beta_{wv} \quad (3.49)$$

porém com  $\beta_{wv}$ , representando nessa equação o coeficiente de absorção de massa do vapor de água integrada verticalmente. Essas expressões permitem obter a função transmissão dada por:

$$\Gamma = \exp(-\tau_{nuvem} - \tau_{wv}) \quad (3.50)$$

Assim, com 3.48 a 3.50:

$$LWP \cdot \beta_{nuvem} + TPW \cdot \beta_{wv} = -\frac{2}{\mu} \ln \left( \frac{\Gamma_0 - T}{[1 - \varepsilon_0(\mu)T_0]} \right) \quad (3.51)$$

Com a suposição de que  $T_0$  e  $\varepsilon_0$  são constantes, a aplicação da equação 3.51 para o caso particular de 22 GHz (vapor de água) e 31 GHz (água líquida da nuvem) produzem duas equações com as duas incógnitas,  $LWP$  e  $TPW$ , dadas pelas equações:

$$LWP = a22\mu \ln [280 - T_B(22GHz)] + a31\mu \ln [280 - T_B(31Ghz)] + a_0 \quad (3.52)$$

$$TPW = b22\mu \ln [280 - T_B(22GHz)] + b31\mu \ln [280 - T_B(31Ghz)] + b_0 \quad (3.53)$$

Os coeficientes dessas equações são determinados de forma precisa por meio de modelos de transferência radiativa, ou com ajustes com pares extraídos mediante observação das temperaturas de brilho e  $LWP$ ,  $TPW$ . Entretanto há um grande problema, pois muito embora

o segundo procedimento seja o mais desejável, não existem dados essenciais observados de *LWP*; por conseguinte, a precisão dos algoritmos correntes de sensoriamento remoto para *LPW* ainda não são muito bem compreendidos.

Os dados coletados mediante radiosondagens da atmosfera permitem inferir *TPW* e utilizá-los como verdade terrestre para algoritmos de *PW*. Porém mesmo assim ainda são insuficientes, não apenas pela pobre cobertura de dados de radiosondagens, como também porque englobam áreas com coberturas de nuvens em que a *LWP* também afeta a extração de *TPW*.

### 3.3.5 Sondador SSM/IS

Na região da microonda do espectro eletromagnético sensoreado pelo Sensor Especial Micronda Combinado Imageador/ Sondador (SSM/IS), que substituiu o predecessor SSM/I a bordo dos satélites do Programa de Satélite Meteorológico de Defesa (DMSP) dos Estados Unidos (Hollinger et al. (1987)), que opera nas frequências de 19,350 GHz, 22,235 GHz, 37,000 GHz e 85,500 GHz. Com esses canais espectrais é possível também extrair os três parâmetros geofísicos primários já descritos, e que são de grande importância geofísica: velocidade do vento próximo à superfície dos oceanos *W* (m/s); conteúdo de vapor de água de uma coluna vertical *V* (mm) e o conteúdo de água líquida das nuvens *L* (mm). Esse novo sondador representa um avanço em termos de combinação imageador sondador, porém não apresenta ainda as características que permitem solucionar o problema inerente à resolução espacial.

## 3.4 TOVS

O Sondador Vertical Operacional TIROS (TOVS) a bordo dos satélites heliosíncronos da série TIROS da NOAA consistem basicamente de três instrumentos: Sondador de Radiação Infravermelha de Alta Resolução (HIRS), Unidade de Sondagem de Microondas (MSU) e Unidade de Sondagem Estratosférica (SSU). Com o advento de novas tecnologias, associadas aos desenvolvimentos das novas teorias e necessidades operacionais nos novos satélites da série TIROS-KLM e N, o MSU e o SSU foram substituídos pelos instrumentos melhorados, o AMSU-A e o AMSU-B, além da inclusão de um novo sondador, o MHS. Na Tabela 3.3 são apresentados os satélites operacionais lançados dentro do programa da NOAA, bem como os sondadores de bordo.

Na Figura 3.11 é apresentada a disposição dos principais sondadores a bordo dos satélites da série NOAA.

Os dados obtidos pelos sondadores TOVS têm sido utilizados para inferir sondagens verticais da umidade e da temperatura da atmosfera mediante os dados da energia radiante nos espectros do infravermelho e da microonda. Com esses dados são também extraídos outros parâmetros, como ozônio total e quantidade e altura das nuvens, bem como a pressão e a temperatura da tropopausa. O grande potencial da série de satélites da família TIROS/NOAA (atualmente designada de POES) como provedor de dados atmosféricos é revelada pelo que proporciona diariamente; em média, consiste da ordem de 50 mil sondagens verticais da atmosfera, com resolução horizontal que varia de 80 km a 300 km. Por meio de técnicas de análise objetiva e eliminação de ruídos nos dados, redundâncias de observações e de àqueles questionáveis, as sondagens reduzem-se a cerca de 10 mil por dia. Esses dados têm sido utilizados nas mais diversificadas aplicações ambientais, em particular na modelagem numérica

---



Tabela 3.3: Satélites NOAA e Sondadores

TIROS-N					
NOAA A-G					
	PROGRAMA	MSU	AMSU-A1/A2	AMSU-B	AVHRR
TIROS-N	10/78-01/80	X			X
NOAA-6	06/79-05/83 07/85-11/86	X			X
NOAA-7	06/81-07/86	X			X
NOAA-8	03/83-06/84 07/85-10/85	X			X
NOAA-9	12/84-11/98	X			X
NOAA-10	09/86-09/91	X			X
NOAA-11	09/88-04/95 97-	X			X
NOAA-12	05/91-	X			X
NOAA-13	08/93 – FALH				
NOAA-14	12/94-	X			X
NOAA-15	05/98-		X x	X	X
NOAA-16	09/00		X x	X	X
NOAA-17	06/02-		X x	x	
NOAA-18	05/05		X		
NOAA-N'	Previsto-2006				



Figura 3.11: Sondadores NOAA



da atmosférica.

Os dados TOVS, a bordo dos satélites da série TIROS-N Avançado (ATN) consistem de medições de três instrumentos, HIRS/2, SSU e MSU. O HIRS/2, que compreende os 20 canais espectrais, é usado para medidas, sobretudo na região do infra-vermelho. Esses instrumentos são empregados para inferir as temperaturas da atmosfera da superfície da Terra até 50 hPa, conteúdo de vapor de água em três camadas da atmosfera e total de ozônio da coluna da atmosfera. A SSU é um instrumento com três canais e utiliza a técnica de absorção seletiva. A pressão na célula de dióxido de carbono no caminho ótico determina as características espectrais de cada canal; e a massa do dióxido de carbono, em cada célula, determina o nível da atmosfera em que a função peso de cada canal apresenta um pico. O MSU é um radiômetro de quatro canais que faz medições em microonda na banda de 5,5 mm do oxigênio. Assim como o instrumento de infravermelho do TOVS, o MSU é pouco influenciado pelas nuvens no campo de visão do satélite. O MSU foi colocado a bordo do NOAA-11, lançado em 1988, e também do NOAA-D (1990), NOAA-I (1991) e NOAA-J (1992). O sondador foi substituído pela Unidade Avançada de Sondagem Microonda (AMSU) nos satélites da série K, L e M (renomeados NOAA-15, 16, 17), além da adição de um novo sondador, o MHS, no NOAA-N (renomeado NOAA18; lançado em 2005).

### 3.4.1 Radiômetro Avançado de Resolução Muito Alta (AVHRR/3)

O AVHRR/3 é um radiômetro imageador de seis canais que detecta a energia do espectro eletromagnético na porção do *VIS* e no *IR*. O instrumento mede a energia solar refletida (*VIS* e *IR* próximo) e a térmica radiada pela terra, pelo oceano, pelas nuvens e pela própria atmosfera. O radiômetro tem *IFOV* de 1,3 miliradianos, provendo uma resolução espacial de 1,1 km no nadir. Um espelho de varredura elíptica em rotação contínua à taxa de 6 revoluções por segundo (360 rpm) provê uma varredura transversal à trajetória correspondente na superfície da Terra a  $\pm 55,4^\circ$  do nadir. As Tabelas 3.4 e 3.5 apresentam as principais características, junto com os canais espectrais do radiômetro.

Tabela 3.4: Características do AVHRR/3

Parâmetro	Característica
Resolução espacial	1,1 km no nadir
Massa	73 lb
Ciclo de Varredura	1/6 segundos
Taxa de aquisição	2000 Kbps
IFOV	1,3 milirad
Dimensão	31,33 in $\times$ 14,35 $\times$ 11,5in

O AVHRR/3 provê melhoria espectral e ganho nos canais do visível solar, que proporciona baixa detecção de energia da luz. O canal 3A, em 1,6 microns, provê meios para distinguir coberturas de neve, gelo e nuvens, e compartilha a varredura em tempo com o canal de 3,7 microns, designado de 3B, para fornecer 5 canais de dados contínuos.

Tabela 3.5: Canais espectrais do AVHRR/3

Canal	Comprimento de Onda
1	0,580-0,68
2	0,725-1,00
3A	1,580-1,64
3B	3,550-3,93
4	10,300-11,3
5	11,500-12,5

### 3.4.2 Sondador Infravermelho de Alta Resolução (HIRS/3-4)

O Sondador Infravermelho de Alta Resolução (HIRS) destina-se a realizar medições em um canal visível (*VIS*) e sete de ondas curtas do infra-vermelho (*IR*) e 12 canais de ondas longas. O *IFOV* de cada canal é de aproximadamente  $1,4^\circ$  no canal do *VIS* e de  $1,3^\circ$  na banda do *IR*. A uma altitude de cerca de 833 km, o satélite proporciona 56 medições transversais à trajetória, cada uma segundo ângulo instrumental de  $1,8^\circ$ , apresentando resolução espacial no nadir de cerca de 20,3 km e de 18,9 km respectivamente no *VIS* e no *IR*. Cada varredura do sondador leva 6,4 segundos e cobre a linha de visão de  $\pm 49,5^\circ$  do ponto nadir. A calibração do HIRS/3 é feita a cada 38 varreduras transversais, com medições do espaço sideral e do alvo quente interno, cuja temperatura é preestabelecida. O instrumento, fazendo medições radiométricas do espectro infravermelho, fornece o suporte necessário para determinar os perfis verticais da temperatura e da umidade da atmosfera. Os dados são, além disso, usados para obter a temperatura da superfície da água do mar, conteúdo total do ozônio da atmosfera, água precipitável, cobertura e alturas das nuvens e radiâncias da superfície.

As características dos comprimentos de onda desse sondador são apresentadas na Tabela 3.6.

Tabela 3.6: Características do HIRS

Canal	# Onda Central ( $cm^{-1}$ )	Compr. Onda ( $\mu m$ )	Canal	# Onda Central ( $cm^{-1}$ )	Compr. Onda ( $\mu m$ )
1	669	14,95	11	1,365	7,33
2	680	14,71	12	1,533	6,52
3	690	14,49	13	2,188	4,57
4	703	14,22	14	2,210	4,52
5	716	13,97	15	2,235	4,47
6	733	13,64	16	2,245	4,45
7	749	13,35	17	2,420	4,13
8	900	11,11	18	2,515	4,00
9	1,030	9,71	19	2,660	3,76
10	802	12,47	20	14,500	0,69

O HIRS/4 é um sondador atmosférico que provê medições multiespectrais em um canal visível ( $0,69 \mu m$ ); 7 canais de ondas curtas ( $3,7$  a  $4,6 \mu m$ ) e 12 canais de ondas longas ( $6,7$  as  $15$

$\mu\text{m}$ ). Emprega um sistema de telescópio simples e um dispositivo circular contendo 20 filtros espectrais que giram, realizando medições, com *IFOV* de cada canal com varredura segundo um ângulo cerca de  $7^\circ$ , que a uma altitude de 870 km perfaz na superfície da Terra uma cobertura circular de 10 km de diâmetro no nadir. Esse sondador representa uma melhoria do sistema HIRS/3, que tem resolução de 20 km e se encontra a bordo do NOAA-KLM (renomeado NOAA-15, 16 e 17). Um espelho com varredura elíptica fornece meios para medições das radiâncias em 56 *IFOV*, cada um dos quais obtido segundo um ângulo de  $1,8^\circ$  em cada passo de varredura. Em cada passo, o espelho aguarda um instante para que a radiação ótica que passa pelos 20 filtros espectrais sejam medidas. Cada varredura transversal do sondador leva 6,4 segundos; cobre um ângulo de  $\pm 49,5^\circ$  do nadir e a calibração é feita segundo o procedimento do HIRS/3.

### 3.4.3 Sondador de Umidade Microonda (MHS)

O mais recente dos instrumentos dos satélites da série NOAA, o MHS foi desenvolvido e destinado sobretudo para realizar medições do perfil vertical da umidade da atmosfera. Ele é sensível à água líquida das nuvens e mede o conteúdo de vapor de água líquida da nuvem, além de proporcionar uma estimativa qualitativa da taxa de precipitação. Consiste de um radiômetro de microonda que tem capacidade de proceder à autocalibração, observando a Terra com um *FOV* de  $\pm 50$  graus, transversal ao nadir da trajetória, que opera em 5 canais de frequências da banda da onda milimétrica. É um instrumento que complementa o AMSU-A e proporciona a capacidade operacional de sondagens de microondas dos satélites NOAA-N (atual NOAA-18) e o futuro NOAA-N'. Esse sondador está também previsto para ser colocado a bordo dos satélites METOP do Sistema Polar Europeu (EPS).

Diante da alta variabilidade da água na atmosfera, o MHS (Tabela 3.6) tem resolução maior que a AMSU-A, com um *IFOV* circular de aproximadamente 16 km de diâmetro no nadir. Ele faz 90 medições em cada varredura transversal à trajetória, com ângulo de varredura total similar ao do AMSU-A, porém leva 1/3 do tempo para manter os dois instrumentos sincronizados (3 varreduras a cada 8 segundo), tendo em vista que faz muito mais medições; ou seja, uma matriz de  $3 \times 3$  amostras do MHS para cobrir a mesma área do AMSU-A. O MHS apresenta 4 canais de umidade nas linhas de absorção do vapor de água, compreendido entre 157 GHz a 190 GHz. Assim como no AMSU-A, ele tem visão da superfície, janela espectral do canal de 89 GHz proporcionando a obtenção de informações da temperatura da superfície e da emissividade, em conjunção com os canais do AMSU-A, bem como pixel contaminado com precipitação.

### 3.4.4 Umidade Avançada de Microonda AMSU/A

O sistema da AMSU-A é implementado em dois módulos separados, AMSU-A1 e AMSU-A2. Trata-se de um radiômetro de microonda destinado à medição dos perfis verticais da temperatura com a altura e água da atmosfera em todas suas formas, exceto pequenas partículas de gelo, que são transparentes às frequências de microondas. Trata-se de um instrumento que faz a varredura ao longo da transversal à trajetória e obtém radiâncias, de cenas em 15 frequências discretas, que permitem obter o perfil vertical da temperatura com a altura, desde a superfície da Terra até cerca de 3 hPa, ou seja, de cerca de 45 km de altitude. Em cada canal de frequência, a largura do feixe é constante, de  $3,3$  graus no ponto de potência médio, perfazendo 30 amostragens de cenas em cada varredura a cada 8 segundos, cobrindo aproximadamente 50 graus de cada lado da trajetória do subsatélite. Os padrões de varredura

---

e a resolução geométrica correspondem a uma célula de 50 km de diâmetro no nadir e uma varredura de cerca 2.343 km de extensão, de uma altitude orbital nominal de 833 km.

A Tabela 3.7 apresenta as principais características do AMSU-A. vertical. O AMSU-A1 apresenta 12 canais, de 3 ao 14, na banda V, e um canal, o 15, na banda W. O AMSU-A2 apresenta as duas frequências mais baixas, canal 1 na banda K e o canal 2 na banda Ka.

Tabela 3.7: Características do Sistema AMSU-A

Canal n	Frequência (MHz)	# bandas	Largura Nominal Banda (MHz)	Largura Nominal do Feixe (graus)	NE $\Delta$ T (K)	Polarização no nadir	Componentes do Instrumento
1	23.800	1	270	3,3	0.30	V	A2
2	31.400	1	180	3,3	0.30	V	A2
3	50.300	1	180	3,3	0.40	V	A1-2
4	52.800	1	400	3,3	0.25	V	A1-2
5	53596 $\pm$ 115	2	170	3,3	0.25	H	A1-2
6	54.400	1	400	3,3	0.25	H	A1-1
7	54.940	1	400	3,3	0.25	V	A1-1
8	55.500	1	330	3,3	0.25	H	A1-2
9	$f_0=57.290,344$	1	330	3,3	0.25	H	A1-1
10	$f_0\pm 217$	2	78	3,3	0.40	H	A1-1
11	$f_0\pm 322,2\pm 48$	4	36	3,3	0.40	H	A1-1
12	$f_0\pm 322,2\pm 22$	4	16	3,3	0.60	H	A1-1
13	$f_0\pm 322,2\pm 10$	4	8	3,3	0.80	H	A1-1
14	$f_0\pm 322,2\pm 4.5$	4	3	3,3	1.20	H	A1-1
15	89.000	1	< 6.000	3,3	0.50	V	A1-1

Na Tabela 3.7, H e V indicam respectivamente as polarizações horizontal e

### 3.4.5 Umidade Avançada de Microonda AMSU/B

O sistema da AMSU-B é um radiômetro com 5 canais de microondas destinado a receber e medir radiações para determinar o perfil de umidade da atmosfera. Ele opera junto com o AMSU-A para prover medições de radiômetros de microondas e um total de 20 canais.

As características das microondas da atmosfera são apresentadas na Figura 3.12 junto, entre outras, com as linhas de cobertura dos canais do AMSU-B, de 16 ao 20. Os canais mais altos, de 18 ao 20, cobrem a forte linha de absorção opaca da água em 183 GHz e provê dados da umidade da atmosfera. Os canais 16 e 17, em 89 GHz e 150 GHz, respectivamente, permitem penetrações mais profundas na atmosfera, chegando até a superfície da Terra.

O AMSU-B faz a varredura perpendicular à trajetória, fazendo medições de radiâncias que emanam de cenas nos cinco canais onde, em cada frequência do canal, a largura do feixe é constante e de 1,1 graus no ponto médio de potência. O sondador faz medições em 90 cenas de células com resoluções contínuas, cobrindo um total de 50 graus de cada lado do ponto sub-satélite da trajetória em cada varredura. As varreduras são feitas com resoluções que correspondem a células com 16,3 km de diâmetro no nadir e apresentam varreduras resumidas na Tabela 3.8. E as projeções das varreduras na superfície da Terra são apresentadas na Figura 3.14.

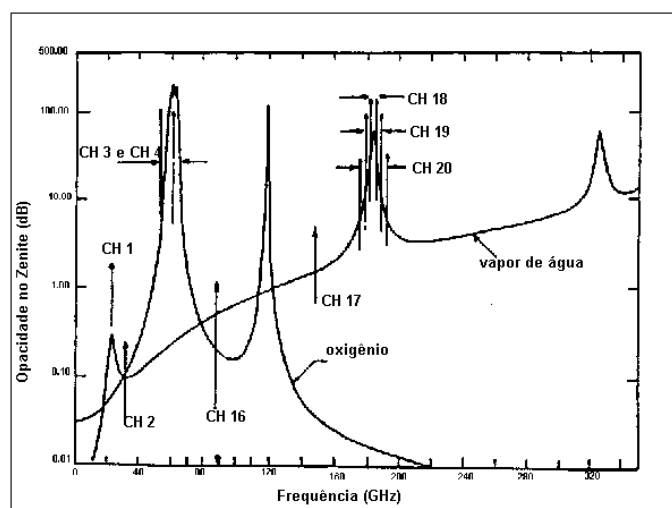


Figura 3.12: Características da microonda da atmosfera

Tabela 3.8: Varreduras do AMSU

Instrumento	Período de Varredura (segundos)	Período de integração do pixel (Terra) (ms)	IFOV (graus)	Separação entre IFOV adjacentes na Terra (graus)
AMSU-A1	8	165	3 3/10	3 1/3
AMSU-A2	8	158	3 3/10	3 1/3
AMSU-B	8/3	18	1 1/10	1 1/10
MHS	8/3	19	1 1/10	1 1/9

O instrumento do sistema AMSU-B consiste de uma antena refletora parabólica que gira uma vez a cada 8/3 segundos e focaliza na radiação que recebe em um sistema ótico e posteriormente é separada em frequências de interesse ao receptor. O subsistema receptor faz a demultiplexação do sinal de 183 GHz. As passa-bandas dos cinco canais são definidas na Tabela 3.9. As frequências centrais dos canais 18, 19 e 20 são  $183.31 \pm 1.00$  GHz,  $183.31 \pm 3.00$  GHz, e  $183.31 \pm 7.00$  GHz, respectivamente.

Tabela 3.9: Características do Sistema AMSU-B

Canal	Frequência (MHz)	Numero bandas	Largura Nominal Banda (MHz)	Largura Nominal do Feixe (graus)	NE $\Delta$ T (K) (Espec.)	Polarização
16	$089.00 \pm 0.90$	2	1000	1,1	0.37	90- $\theta$
17	$150.00 \pm 0.90$	2	1000	1,1	0.84	90- $\theta$
18	$183.31 \pm 1.00$	2	0500	1,1	1.06	90- $\theta$
19	$183.31 \pm 3.00$	2	1000	1,1	0.70	90- $\theta$
20	$183.31 \pm 7.00$	2	2000	1,1	0.60	90- $\theta$

O ângulo de polarização é aqui definido como o ângulo a partir da horizontal, ou seja, vetor campo elétrico paralelo à trajetória do satélite, onde  $\theta$  é o ângulo de varredura a partir do nadir.

As Unidades Avançadas de Microonda (AMSU-A, AMSU-B) e o MHS, a bordo dos POES são sondadores que fazem medições radiométricas ao longo das transversais à trajetória do

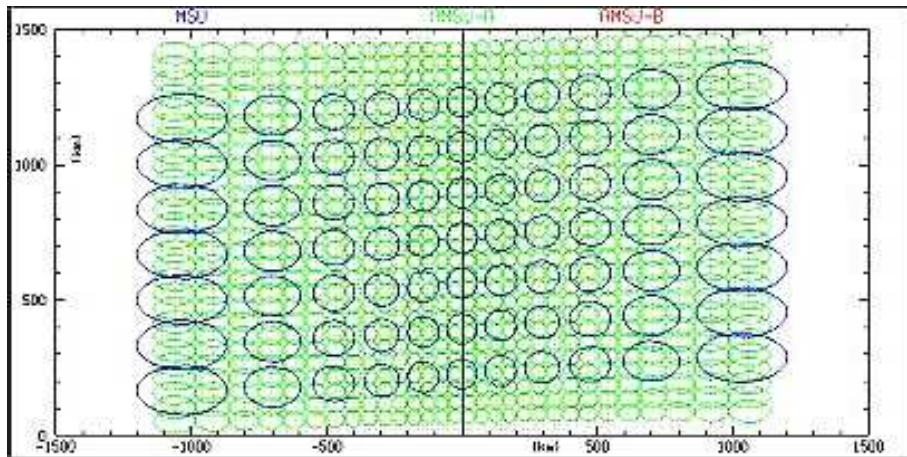


Figura 3.13: Varreduras do AMSU (FOV) projetada na superfície.

satélite, que, em conjunção com os dados dos sondadores HIRS, permitem inferir, dentre outros parâmetros atmosféricos, os perfis verticais de temperatura e da umidade da atmosfera, desde a superfície da Terra até a estratosfera superior.

O lançamento do novo satélite NOAA-N (renomeado NOAA-18) em 20 de maio de 2005 apresenta não apenas uma nova perspectiva como também outro desafio às investigações científicas. Esse fato se deve por ter levado a bordo um instrumento que não havia sido usado anteriormente, o Sondador de Umidade Microonda (MHS), que substituiu o AMSU-B, instrumento levado nos últimos três satélites lançados.

Embora ambos os sistemas apresentem cinco radiômetros, a grande diferença entre o MHS e o AMSU-B se encontra na frequência dos canais 2 e 4. O MHS faz medições em 157 GHz e 190 GHz, enquanto o AMSU-B opera em 150 GHz e 183 GHz ( $\pm 7$  GHz).

O AMSU-A (Fig. 3.14) faz medições de radiâncias no espectro das microondas e é constituído por dois módulos físicos independentes, cada um deles apresentando interface própria e operando de forma independente. O módulo A-1 apresenta 13 canais espectrais e o módulo A-2, dois canais espectrais. Na Figura 3.15 é apresentada a função ponderadora do AMSU-A1, que é empregada na extração de perfis verticais com os dados desse sondador. O instrumento apresenta um campo de visão instantâneo (IFOV) de  $3,3^\circ$  nos pontos de potencia média, que proporciona uma resolução espacial no ponto nadir de 48 km. A antena apresenta varredura transversal a cada 8 segundos, segundo ângulo de  $\pm 48,3^\circ$  do nadir de cada lado da trajetória, que correspondente ao total de 30 campos de visão (FOV) na superfície da Terra a cada linha de varredura (Tabela 3.10).

### 3.5 Processamento TOVS

Há algumas abordagens distintas no processamento dos dados TOVS. Entretanto elas geralmente utilizam o mesmo sistema de pré-processamento, ou seja, de preparo dos dados para fins de processamento propriamente dito. Os dados dos satélites são obtidos, em tempo real, em um formato próprio, com representação de palavras com 10 bits, e incorporam blocos de informações que contêm dados dos seus sondadores e que requerem o devido pré-processamento e separação adequada das informações contidas nos diversos seguimentos da recepção dos dados.

Tabela 3.10: Parâmetros e Características do AMSU

Parâmetro	Característica
Resolução espacial	48 km no nadir
Massa	100 kg
Ciclo de varredura	1/8 segundos
Potência	125 watts
Taxa de aquisição	3,2 Kbps
IFOV	3,3 °
Dimensão	A1: 65,5x29,9x59,2 cm A2: 54,6x64,9x69,7 cm

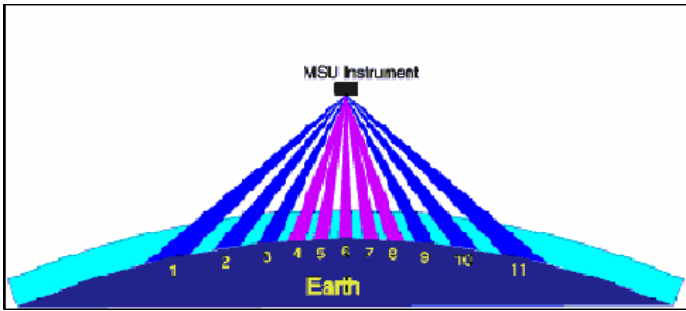


Figura 3.14: Varredura MSU em 50-57,9 GHz

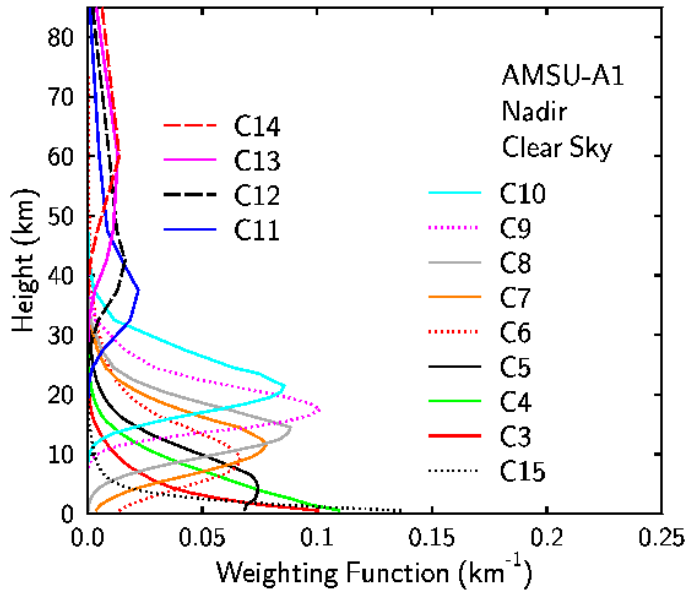


Figura 3.15: Função ponderada AMSU-A1.



### 3.5.1 Módulo de Pré-Processamento (AAPP)

O Módulo de Pré-Processamento ATOVS e AVHRR (AAPP), mantido atualmente pela EUMETSAT/NWP-SAF, é composto de um conjunto de software destinado a processar dados do (A)TOVS e do AVHRR dos satélites heliossíncronos da série NOAA. O objetivo é proceder tanto à ingestão e às tarefas de pré-processamento dos dados HRPT como também à obtenção das temperaturas de brilho, para permitir depois, mediante outro(s) sistema(s), proceder à obtenção dos parâmetros meteorológicos. Ele pode ser empregado para processar os seguintes tipos de dados a saber:

- ATOVS (HIRS, AMSU-A, AMSU-B) e AVHRR dos satélites NOAA 15,16 e 17;
- ATOVS (HIRS, AMSU-A, MHS) e AVHRR dos satélites NOAA 18 e NOAA-N e
- TOVS (HIRS, MSU) e AVHRR dos satélites da série anterior a NOAA 15.

O AAPP processa os dados brutos do HRPT (designado como nível 0) sucessivamente, criando dados em um formato internacionalmente estabelecido e que são conotados:

- nível 1a – dados de cada instrumento de bordo devidamente separados;
- nível 1b – dados calibrados e geo-referenciados, com os coeficientes de calibração separados dos dados brutos;
- nível 1c – dados geo-referenciados e temperaturas e albedos calibrados, com os coeficientes de calibração aplicados aos dados numéricos.

O software contém módulos de processamento que fazem a decomutação dos dados, navegação, calibração, pré-processamento, mapeamento para uma grade do instrumento comum e a criação da máscara de nuvens do AVHRR.

A Figura 3.16 apresenta esquematicamente a seqüência de processamento dos dados pelos diversos níveis, e os arquivos de dados que são utilizados nos diversos estágios, para o processamento ATOVS e AVHRR. Para os satélites da NOAA15, série anterior, os arquivos MSU são usados no lugar do AMSU-A e AMSU-B e um módulo de calibração MSU particular.

A decomutação dos dados trata os dados brutos HRPT como entrada e gera arquivos de dados do nível 1a para cada instrumento. O preparo do estágio da navegação (tbusing e satpost) é feito com o emprego de elementos orbitais dos boletins de navegação dos satélites (TBUS ou TLE) e gera dados da posição do satélite. Essas informações são depois usadas no estágio de calibração (módulos: hirscl, amsuac1, amsubcl, mhsc1, msuc1, avhrc1), adicionando dados de navegação e de calibração aos dados do nível 1a e conotando-o como nível 1b para os mesmos arquivos.

O primeiro estágio de pré-processamento (atovin) aplica dados de calibração para gerar o arquivo do nível 1c, com as temperaturas de brilho calibrados para cada um dos instrumentos (A)TOVS. O segundo estágio de processamento (atovpp) simplesmente remapeia os dados dos instrumentos ATOVS para uma grade comum, visto não terem as mesmas resoluções espaciais, normalmente a grade HIRS, e adiciona os resultados de vários testes científicos. No estágio final, os dados processados do AVHRR são processados por um esquema de máscara



das nuvens para gerar informações sobre as nuvens que são adicionadas ao arquivo HIRS do nível 1d (avh2hirs).

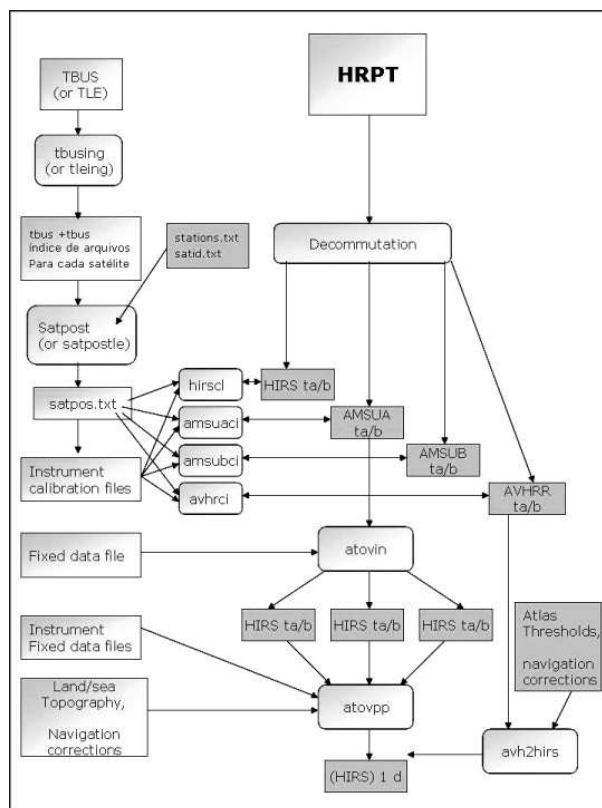


Figura 3.16: Seqüência de processamentos AAPP (Versão 5/NWPSAF-MO-UD-004/2005).

### 3.5.2 Módulos Decomutação AAPP

A rotina inicial da decomutação faz a interface entre o sistema de aquisição de dados pela estação receptora e o processador de dados. A decomutação é feita com a ingestão dos dados HRPT (nível0) e extração dos dados particulares de cada instrumento a partir do formato HRPT. Os dados de cada sondador (HIRS, AMSU-A, AMSU-B, MHS ou MSU) e dos radiômetros (AVHRR) são colocados em um arquivo separado (nível 1a).

### 3.5.3 Navegação

Os boletins de TBUS (ou TLE) disponíveis na rede internet (ou GTS) são fornecidos para o módulo ingestor tusing (ou tleing) e armazenado para processamento. Os dados dos elementos orbitais relevantes são então verificados e para cada satélite é criado um arquivo indexado com elementos orbitais de navegação. Esses dados são subsequentemente usados, pelo módulo satpos (ou satpostle), para determinar a posição do satélite quando necessário, na tarefa de calibração dos dados.

### 3.5.4 Calibração

A calibração dos sondadores (hirscl, amsuac1, amsubcl, mhsc1, msuc1) é feita determinando-se a localização dos pixels na Terra para cada instrumento TOVS/ATOVS, bem como os cálculos dos coeficientes de calibração, levando em conta as geometrias, ângulos de varredura e ângulos solares de cada sensor. No final desse procedimento, são criados arquivos 1c, de forma separada da temperatura de brilho localizado na Terra.

### 3.5.5 Mapeamento e Pré-Processamento

O mapeamento é feito pelo módulo atovpp, que mapeia os dados do nível 1c entre as grades das medições feitas pelos instrumentos (por exemplo: HIRS+AMSU-A+AMSU-B+MSU, sobre a grade HIRS; AMSU-A+AMSU-B sobre a grade AMSU-B). No final desse processo, todos os dados instrumentais ATOVS são mantidos no arquivo HIRS de nível 1d. Esse módulo também apresenta vários algoritmos científicos e armazena no arquivo 1d os indicadores de nuvens tipo cirrus, precipitação e o tipo de superfície.

### 3.5.6 Pré-Processamento-Mapeamento e Máscara das Nuvens

A máscara da nuvem AVHRR e o mapeamento são feitos pelo módulo avh2hirs mediante aplicação de coeficientes de calibração (determinado no módulo avhrc1) aos níveis de cinza (counts) do AVHRR, convertendo radiâncias em temperaturas de brilho, mapeando dados de AVHRR em grades HIRS e cria a máscara da nuvem na elipse da discriminação dos pixels contaminados por nuvens. Esses dados são considerados como adicionais e são armazenados no arquivo HIRS de nível 1d.

### 3.5.7 Dados de Suporte TOVS

Para fins de processamento do modelo propriamente dito, foi constituído um conjunto de dados histórico com dados da reanálise 2. A partir de meados de 2004 implementou-se o sistema IDD, descrito mais adiante (tópico referente aos dados) para a aquisição de dados de forma mais efetiva com a implementação do sistema LDM (também a ser descrito posteriormente). Foram obtidos dados sinóticos observados na rede de observações convencionais do IM, incluindo radiosondagens, de forma codificada, e dados das observações, que integram as estações sinóticas, participantes da rede de observações da Organização Meteorológica Mundial (WMO). Esses dados, obtidos junto com outros durante algum tempo, foram posteriormente relegados a um segundo plano, visto que a aplicação mais imediata teria apenas finalidade de análise e aplicações operacionais. Porém é importante citar que o sistema LDM implementado atualmente permite, a qualquer instante, incorporar esses dados para fins operacionais ou de arquivo.

## 3.6 Água Precipitável – MSU/AMSU

A fundamentação teórica para obter a água precipitável com dados microondas dos satélites da série NOAA é idêntica àquela já apresentada para o MSS/I-IS, pois se trata também da radiação no espectro das microondas. Considerar-se á, entretanto, outra notação mais

---

conveniente para a equação da transferência radiativa no caso do MSU/AMSU.

De acordo com a Lei de Planck há uma relação verificada experimentalmente entre a radiância espectral emitida por um corpo negro em função da temperatura de brilho e o comprimento de onda, que é dada pela seguinte expressão:

$$B_\nu(T) = B(\nu, T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (3.54)$$

onde  $B(\nu, T)$  representa a radiância espectral, ou seja, a energia por unidade de tempo, por unidade de área da superfície por unidade de ângulo sólido por unidade de frequência [ $J.s^{-1}.m^{-2}.sr^{-1}.Hz^{-1}$ ]. Sendo  $\nu$  a frequência (Hz),  $T$  a temperatura absoluta do corpo negro (K),  $h$  a constante de Planck [ $J.Hz^{-1}$ ],  $c$  a velocidade da luz [ $ms^{-1}$ ];  $k$  a constante de Boltzmann [ $JK^{-1}$ ].

O comprimento de onda  $\lambda$  está relacionado com a frequência por  $\lambda = c\nu^{-1}$ . Assim, a Lei de Planck por unidade de comprimento de onda pode ser obtida com:

$$B_\lambda d\lambda = B_\nu d\nu = B_\nu d\left(\frac{c}{\lambda}\right) = \frac{c}{\lambda^2} B_\nu d\lambda \quad (3.55)$$

e (3.31). Portanto a Lei de Planck, em termos de comprimento de onda, é dada por:

$$B_\lambda(T) = \frac{2hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} \quad (3.56)$$

O MSU, conforme já foi descrito, realiza medições em 4 canais de microondas, centradas em 50,3 GHz, 53,74 GHz, 54,96 GHz e 57,95 GHz. Esses canais apresentam funções pesos relativos, que em última análise podem ser também representados em termos de temperatura equivalente com relação à altura, conforme apresentado nas Figuras 3.15 e 3.17. Nessa faixa do espectro eletromagnético ocorre a absorção pelo oxigênio. Dessa maneira, como cada canal tem profundidade ótica diferente com relação ao oxigênio, é necessário incorporar um fator de extinção devido ao oxigênio, ou seja, um fator exponencial,  $e^{-\tau(z, z')}$ , na equação da transferência radiativa para o caso sem espalhamento. Na forma simplificada ela é expressa pela equação de Schwarzschild na forma:

$$I(TOA) = I(0)e^{-\tau(TOA, 0)} + \int_0^{TOA} B_\nu(T)\sigma(z)\rho(z)e^{-\tau(z, z')}dz' \quad (3.57)$$

$$I_\nu(\nu) = \varepsilon_\nu B_\nu(T_s)\tau_\nu(Op_s) + \int_0^{p_s} B_\nu(T)W_\nu(p)\frac{dp}{p} \quad (3.58)$$

com o fator de ponderação dado por:

$$W_\nu(p) = - \left\{ 1 - (1 - \varepsilon_\nu) \left[ \frac{\tau_\nu(Op_s)}{\tau_\nu(Op)} \right]^2 \right\} \frac{\partial \tau_\nu(Op)}{\partial \ln p} \quad (3.59)$$

onde  $\varepsilon_\nu$  é a emissividade,  $p_s$  a pressão na superfície e  $\tau_\nu$  a transmissividade.

A radiância ascendente (que chega ao satélite) é dada pelo primeiro termo da direita, que representa a radiância espectral emitida pela superfície da Terra e atenuada pela atmosfera, e pelo segundo termo, que representa a radiância espectral emitida pela atmosfera atenuada pela parte superior.

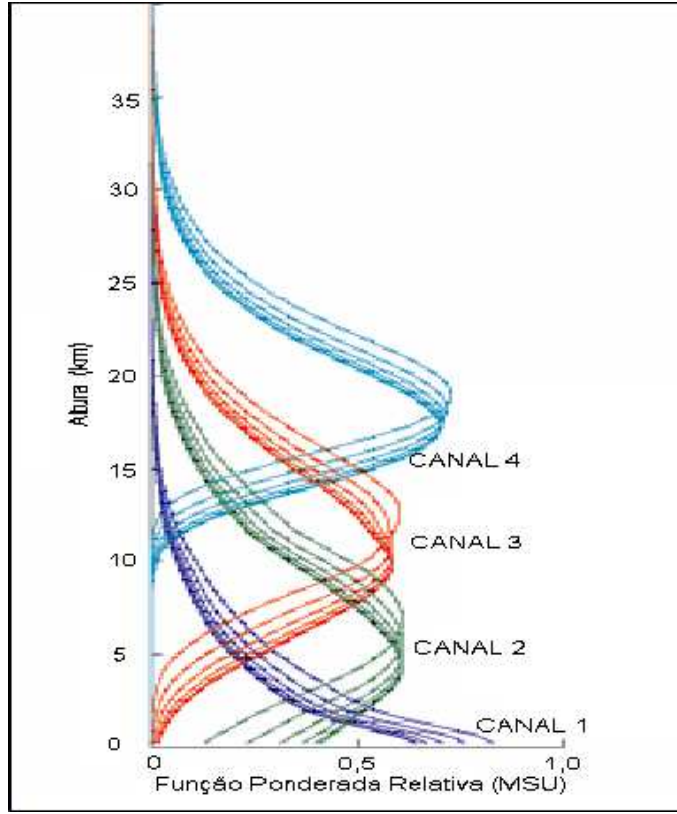


Figura 3.17: Função peso relativo do MSU.

A função de Planck dada por 3.54 pode ainda ser re-escrita na forma:

$$B_{\nu}(T) = \frac{\alpha_1 \nu^3}{e^{\alpha_2 \nu T} - 1} \quad (3.60)$$

onde  $\nu$  é dado em  $cm^{-1}$ , equivalente a  $10^4/\lambda$  para o comprimento de onda  $\lambda$  em  $\mu m$ ;

$T$  a temperatura em K;

$\alpha_1 = 2hc^2 = 1,191066 \cdot 10^{-5} [mW \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} \cdot cm^{-4}]$ ;

$\alpha_2 = hc/k = 1,438833 [K \cdot cm]$ ;

$h = 6.626 \times 10^{-34} [J \cdot s]$ , a constante de Planck ;

$c = 2,99793 \cdot 10^8 [m \cdot s]$ , a velocidade da luz no vácuo, e

$k = 1,3806505 \cdot 10^{-23} [JK^{-1}]$ , a constante Boltzmann.

A expressão que relaciona a constante de Boltzman com a de Stefan-Boltzman é dada por:

$$\sigma = \frac{2\pi k^4}{15h^3 c^2} \quad (3.61)$$

$\sigma = 5,67 \cdot 10^{-5} [erg \cdot s^{-1} cm^{-2} K^{-4}]$ , ou  $\equiv mW \cdot m^{-2} K^{-4}$  ] ( $= 5,67 \cdot 10^8 Js^{-1} m^{-2} K^{-4}$ )

A energia total emitida por segundo, por intervalo de comprimento de onda, é obtida integrando a função de Planck:

$$W/m^2 = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_{\lambda_2}^{\lambda_1} \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda \quad (3.62)$$

Se a integral for considerada sobre comprimentos de ondas bem próximos de zero (0) até o infinito, ter-se-á a expressão da Lei de Stefan-Boltzmann, dada por:

$$W/m^2 = \int_0^{\infty} B_{\lambda}(T) d\lambda = \int_0^{\infty} \frac{2hc^2/\lambda^5}{e^{hc/\lambda kT} - 1} d\lambda = \sigma T^4 \quad (3.63)$$

Ou seja, a energia total emitida por segundo em todos os comprimento de onda por um corpo negro de área A é dado por:

$$EnergiaRadiante = A \cdot \sigma \cdot T^4 \quad (3.64)$$

A temperatura de brilho  $T_b$ , que é uma medida da intensidade da radiação termicamente emitida,  $R_{\nu}$ , que é medida pelo sensor, é obtida pela inversa da função de Planck, ou seja:

$$T^{-1} = \frac{1}{\alpha_2 \nu} \ln[\alpha_1 \nu^3 + B_{\nu}(T)]/B_{\nu}(T) \quad (3.65)$$

portanto:

$$T_b \equiv B_{\nu}^{-1}(R_{\nu}) = (\alpha_2 \cdot \nu) / \ln[1 + (\alpha_1 \nu^3 / R_{\nu})] \quad (3.66)$$

Com essa expressão, basta considerar a radiância térmica medida pelo satélite (como o do AVHRR) para obter a temperatura de brilho equivalente do corpo negro.

A variação com a temperatura é dada pela derivada da função de Planck:

$$\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T} = (\alpha_1 \cdot \alpha_2 \cdot \nu^4 / T^2) \cdot \exp(\alpha_2 \nu / T) [\exp(\alpha_2 \nu / T) - 1]^2 \quad (3.67)$$

No caso da aproximação para o infravermelho, ou seja,  $\nu \geq 600 \text{ cm}^{-1}$  e  $T \leq 300 \text{ K}$ , a função de Planck pode ser simplificada:

$$B_{\nu}(T) \approx \alpha_1 \cdot \nu^3 \exp(-\alpha_2 \nu / T) \quad mW \cdot m^{-2} \cdot sr^{-1} / cm^{-1} \quad (3.68)$$

sendo a temperatura de brilho nesse caso obtida por:

$$T_b \simeq (-\alpha_2 \nu) / \ln[(\alpha_1 \nu^3 / R_{\nu})] \quad (3.69)$$

e a variação com a temperatura:

$$\frac{\partial B_{\nu}}{\partial T} \approx (\alpha_1 \alpha_2 \nu^4) / T^2 \cdot \exp[-\alpha_2 \nu / T] \quad (3.70)$$

Na aproximação de Rayleigh Jeans:  $\lambda(mm) = 300/f$ ;  $\nu = f/30$  com  $f$  dado em Ghz. Os números de ondas,  $\nu$ , são dados em unidades de frequência e supostos no vácuo, enquanto os comprimentos de ondas são especificados dentro de um meio ambiente. Os comprimentos de onda são tipicamente representados no ar por  $\lambda_{ar}$ , e quando no vácuo, por  $\lambda_{vacuo}$ . Portanto,  $\nu \equiv 10^4 / \lambda_{vacuo}$ ;  $\lambda_{vacuo} = n_{ar} \cdot \lambda_{ar}$ , com  $n_{ar} = 1,00027$ .

### 3.7 Água precipitável – Algoritmos

(Schluessel and Emery 1990) propuseram um algoritmo físico-estatístico para obter a água precipitável total (TPW) da atmosfera, baseados em um esquema físico com transferência radioativa sem espalhamento. Eles propuseram uma equação de regressão para dados do DMSP-SSM/I, cujos coeficientes foram determinados com análises de dados coletados que apresentam erro quadrático médio (rms) de  $1,4 \text{ kg/m}^2$  a  $1,7 \text{ kg/m}^2$  para a TPW de até  $65 \text{ kg/m}^{-2}$ , com revés praticamente desprezível. A equação proposta por eles é bem simples, sendo utilizado também por Mahajan (2001) e dada por:

$$LWP = 10,0 * [23,82 - 4,059 * \ln(280 - 22v) + 0,02451 * (\ln(280 - 22v) - 37v)] \quad (3.71)$$

onde  $22v$  e  $37v$  são temperaturas de brilho utilizados nas polarizações de 22,235 GHz e 37 GHz.

Greenwald *et al.* (1993) introduziram um método físico também para o DMSP-SSM/I, esquema para a água líquida da atmosfera (LWP) e a água precipitável total da atmosfera (TPW), relacionados com a temperatura de brilho no topo da atmosfera, nos canais espectrais de 19,35 GHz e 37 GHz. A LWP e TPW foram relacionadas com a temperatura de brilho por meio da equação da transferência radioativa, obtendo-se:

$$LWP = a22\mu \ln [280 - T_B(22GHz)] + a31\mu \ln [280 - T_B(31GHz)] + a_0 \quad (3.72)$$

e

$$TPW = b22\mu \ln [280 - T_B(22GHz)] + b31\mu \ln [280 - T_B(31GHz)] + b_0 \quad (3.73)$$

Eles estenderam o método de extração de Tjemkes *et al.* (1991) para LWP e fizeram uma validação compreensiva da LWP com medidas de solo independentes de microondas sobre os oceanos: tropical, subtropical e de latitudes médias e altas. Apenas pequenos desvios, com *rms* da ordem de  $0,04 \text{ kg/m}^2$  a  $0,05 \text{ kg/m}^2$  foram obtidos pelo menos para três locais. As diferenças foram consideravelmente maiores para regiões tropicais. Mas as razões dessas diferenças podem ter decorrido tanto do problema das medidas de superfície como as de satélites, por se tratar de locais com nuvens altamente convectivas. Uma comparação entre medidas de radiosondagens e de satélites baseados no TPW produziu diferenças de  $1,9 \text{ kg.m}^{-2}$  para latitudes médias e  $5,9 \text{ kg.m}^{-2}$  nos trópicos.

Na Figura 3.18 são apresentados os resultados da comparação entre a extração com SSM/I e radiosondagens feitas durante o Experimento Cirrus Internacional (ICE), em 1989, e o Experimento do Movimento do Ciclone Tropical (TCM), em 1990. Um estudo de sensibilidade simples e uma análise de erros, que resultou do experimento, sugere que as estimativas de LWP apresentam um erro teórico que varia entre cerca de 25% a 40%. A grande conclusão é que uma razoável quantidade precisa de LWP pode ser extraída com as observações de SSM/I para nuvens estrato-cumulo desde que não estejam precipitando (ignorando os efeitos de espalhamento); porém com menos precisão nas regiões tropicais. Os autores ressaltam que o conhecimento da temperatura das nuvens pode melhorar sobremaneira a precisão das inferências.

Liu and Curry (1993) apresentaram esquemas de extração física baseados em cálculos da transferência radioativa para diferentes condições da atmosfera: céu claro, nuvens com água

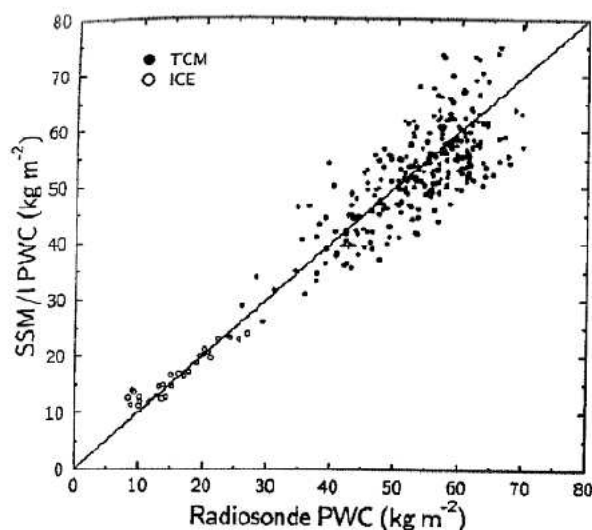


Figura 3.18: Intercomparação TPW radiosondagem e SSM/I.

líquida, nuvens com gelo, nuvens com água precipitando e nuvens com chuva e gelo. Eles mostram que os esquemas que incorporam nuvens melhoram essencialmente a obtenção de LWP, em comparação com algoritmos anteriores (Alishouse et al. (1990); Petty and Katsaros (1990); Greenwald et al. (1993); porém nada foi descrito sobre a precisão de TPW. Os autores demonstraram que os esquemas de extração baseados em observações feitas sobre locais específicos (como das regiões onde há ocorrência de estratus marinhos próximos à costa da Califórnia, nos Estados Unidos) são de pouca utilidade para aplicações globais. Uma boa concordância foi obtida com Greenwald *et al.* (1993) quando se compararam casos com temperaturas similares das nuvens. Weng and Grody (1994) desenvolveram um algoritmo, separando o esquema de extração para diferentes tipos de ocorrência de LWP, o que melhora os resultados do sensoriamento remoto por microondas, porém para grandes valores de LWP.

Bauer and Schlüssel (1993) desenvolveram um algoritmo de extração baseado em cálculos de transferência radioativa de microondas polarizadas para o vapor de água, água líquida, gelo e superfícies com taxas de precipitação na superfície. Os autores obtiveram, para extrações feitas sob condições de chuva e nuvem, um desvio padrão de 1 a 2  $kg.m^{-2}$  para vapor de água total variando de 0 a 70  $kg.m^{-2}$ , e de 0,2 a 0,3  $kg.m^{-2}$  para o caso da água líquida total de 0 a 12  $kg.m^{-2}$ . O desvio médio quadrático da TPW obtido não melhorou tanto comparado a outros algoritmos (por exemplo, de Schlüssel and Emery (1990); mas estendeu suas aplicações para quantidades superiores de água líquida. Foi também mostrado que o algoritmo proposto prova melhor resultados quando na presença de cenas não homogêneas no FOV do radiômetro.

A extração de TPW inclui condições de chuva e nuvens. O *rms* teórico é da ordem de 1 a 2  $kg.m^{-2}$  para a TPW e entre 0,2 a 0,3  $kg.m^{-2}$  para LWP. As estimativas para TPW foram feitas e a comparação com dados de radiosondagens, mostram desvios menores que 7,8  $kg.m^{-2}$ , incluindo condições de chuva e nuvem.

Uma análise abrangente do erro das microondas, baseada em extrações da LWP, foi feita por Lin e Rossow (1994). Eles mostraram que o erro na TPW está fortemente acoplado com a LWP, causando erro na LWP que chega até mesmo ao nível de 0,3  $kg.m^{-2}$ . Foram



também apresentadas outras fontes de erros, como o do vento na superfície, temperatura das nuvens, identificação de cenas de céu claro (ajuste de LWP) e tratamento da precipitação (espalhamento das gotas de chuva). Ao continuar o estudo, Lin et al. (1998) mostraram que, se todas as fontes de erros forem consideradas, o revés na obtenção da LWP com o método da microonda corrente são muito pequenos (menor ou igual a  $0,01 \text{ kg.m}^{-2}$ ).

Grody et al. (2001) introduziram um algoritmo para inferir TPW e LWP com medidas do AMSU sobre áreas oceânicas. Os desenvolvimentos teóricos do algoritmo seguem muito próximo os algoritmos do SSM/I, mas foram alterados para levar em conta os diferentes ângulos de visão no escaneamento transversal à trajetória do AMSU. Os ângulos de varredura do zênite alteram a emissividade da superfície; aumentam o comprimento do caminho pela atmosfera (efeito do limbo) e aumentam o campo de visão do sensor (não considerado), à medida que o instrumento faz a varredura do ponto nadir. Os autores apresentaram também os resultados da comparação extensiva entre a LWP e TPW do AMSU e aqueles obtidos com outros instrumentos de satélites (SSM/I, TRMM-TMI), bem como com aquelas medidas pelos radiômetros baseados no solo. A TPW do AMSU foi também comparada com dados de radiosondagens, onde todos os resultados mostram uma boa concordância, com diferenças nos rms menores que  $3 \text{ kg.m}^{-2}$  e revés menores que  $1 \text{ kg.m}^{-2}$ , sobre uma faixa compreendida entre 5 a  $70 \text{ kg.m}^{-2}$  (Figura 3.19 adaptada de Grody et al. (2001))

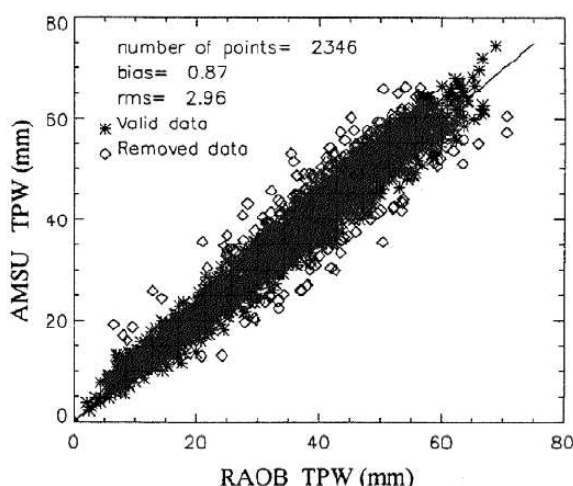


Figura 3.19: AMSU e RAOB TPW.

Fora a condição de superposição entre o local de obtenção do AMSU e a amostragem temporal, ambas as magnitudes e a variação com o tempo apresentam boa concordância. Similar concordância foi obtida com produtos de TPW de diferentes satélites, ou seja, AMSU e SSM/I.

A comparação entre o LWP costuma mostrar variabilidade maior. O LWP do AMSU compara bem com medidas de outros satélites, embora apresente revés entre o AMSU e o TRMM-TMI quando LWP excede  $0,5 \text{ Kg/m}^2$ .

Alishouse et al. (1990) estabeleceram uma relação de regressão estatística entre a TPW das radiosondagens e instrumentos do SSM/I. Os seguintes esquemas mostram que as estatísticas de radiâncias modeladas com propriedades atmosféricas de entrada no modelo baseiam-se em



métodos de regressão. Dessa forma, as propriedades da superfície e da atmosfera podem ser variadas de maneira sistemática. Mais importante é que não é necessário simplificação no método da transferência radiativa (como desprezar o espalhamento ou a rugosidade da superfície).

Phalippou (1996) usa a técnica da estimativa não linear ótima (EO) (Rodgers (1976)) e apresenta detalhes descritivos do método, no contexto da assimilação de dados de satélites, para inferir simultaneamente a TPW e o LWP dos instrumentos SSM/I. O método faz uso da informação a priori disponível de modelos de previsão numérica do tempo. Os perfis de umidade extraídos são obtidos, e em geral comparados relativamente bem com estimativas de TPW obtidas com algoritmos de regressão; além disso, evita o viés local em condições muito seca ou muito úmida. O LWP extraído com o método de estimativa ótima compara-se, também de forma razoável, com as estimativas de LWP de Alishouse. Mas os resultados sugerem que o LWP de Alishouse apresenta um viés local para baixas e altas estimativas de LWP. A precisão teórica de EO para TPW [LWP], segundo estimados, estão compreendidos entre 1 [0.02] a 2[0.1] kg/m<sup>2</sup>.

Uma técnica similar à da OE foi usada por Prigent and Rossow (1999) para inferir a temperatura de superfície, TPW e LWP com medidas de SSM/I sobre continentes. O método baseia-se na estimativa a priori das emissividades médias mensais da microonda sobre superfície de continentes, e explora essa informação na condição atmosférica a partir do ISCCP e dos dados da reanálise do NCEP/NCAR. Por causa da alta sensibilidade do TPW na emissividade da superfície sobre grandes coberturas de terra, é muito pequena, exceto nas mais áridas regiões, a precisão de 0,1 kg/m<sup>2</sup> obtida com os dados extraídos do SSM/I; o que não caracteriza propriamente as nuvens pouco espessas. Entretanto, há concordância qualitativa entre as observações do SSM/I e as estimativas do ISCCP.

A abordagem da rede neural (NN), outro procedimento, foi desenvolvida por Jung et al. (1998) para extrair o LWP sobre os oceanos, com dados do SSM/I. O treinamento e a validação do algoritmo da NN foram baseados em 2060 radiosodagens sobre os oceanos do globo (embora questionável, pelo menos foi o descrito: sobre oceanos). O melhor algoritmo do LWP, com todos os canais SSM/I, exceto o de 85 GHz, verticalmente polarizado, apresentou um erro teórico de 0,009 kg/m<sup>2</sup> para o LWP de até 2,8 kg/m<sup>2</sup>; e um ruído teórico para condição de céu claro de 0,002 kg/m<sup>2</sup>. Adicionalmente, esse novo algoritmo evitou as estimativas negativas de LWP. A precisão para observações do SSM/I estimado foi de 0,023 kg/m<sup>2</sup> para LWP menor ou igual a 0,5 kg/m<sup>2</sup>. Uma comparação com o algoritmo de regressão de Jung *et al.* (1998) mostra que a abordagem do NN melhora a extração para condição de céu claro, bem como para condições de grandes valores de LWP.

Mallet et al. (2002) desenvolveram um NN similar ao de Jung et al. (1998) para TPW e LWP. O NN foi treinado com perfis atmosféricos do modelo de circulação atmosférica do ECMWF. Os autores indicam que os campos de TPW e o de LWP para o treinamento do NN e a validação devem ser uniformemente distribuídos para uma aplicação em escala global. Esse algoritmo de NN produziu um *rms* de 5,3 kg/m<sup>2</sup> para o TPW. Os valores observados por radiosondagens e o TPW extraído foram linearmente correlacionados e apresentaram um coeficiente de correlação surpreendentemente alto, de 0,98.

O aproximadamente mal condicionado problema de extrair o TPW e LWP das medidas de microondas sobre superfícies continentais foi levado a cabo por Aires et al. (2001), ao empregar o NN com dados de suporte (*first guess*) de superfície e parâmetros atmosféricos.

Dados de reanálise foram usados para perfis verticais de vapor de água; dados para identificação de nuvens e temperatura de topo de nuvens do ISCCP e climatologias de SSM/I, para emissividades de superfícies. Os cálculos da transferência radioativa foram feitos para uma distribuição global de pares coincidentes dos dados mencionados para obter uma base de dados de treinamento e validação do NN. Dois algoritmos de NN foram desenvolvidos; um para condição de céu claro e o outro para casos de cobertura de nuvens. O TPW foi obtido com *rms* de  $3,8 \text{ kg/m}^2$  para a condição de céu claro e de  $3,9 \text{ kg/m}^2$  para casos com nuvens, o que corresponde a um erro relativo da ordem de 30%. Portanto, sob o ponto de vista puramente regressivo, parece que a condição de nuvem não afeta a extração da TPW. O erro teórico, *rms* na LWP, é da ordem de  $0,08 \text{ kg/m}^2$ . O fato é que, das observações de aeronaves, Cober et al. (1996) estimaram o *rms* do LWP do SSM/I em  $0,02 \text{ kg/m}^2$ .

Embora a descrição apresentada tenha enfoque apenas no estudo da técnica da microonda, deve-se citar que o comprimento de ondas das radiações solares pode também ser útil para estimar o TPW. Albert et al. (2001) apresentam um esquema para estimar a TWP acima do topo das nuvens, empregando a radiação solar refletida. Eles mostram que a determinação pode ser feita com um *rms* teórico de 1 a  $3 \text{ kg/m}^2$ . Uma comparação com as medidas de POLDER e as radiosondagens produziu um erro de  $1,8 \text{ kg/m}^2$  sobre os oceanos e de  $2,0 \text{ kg/m}^2$  sobre regiões continentais.

### 3.8 Discussão – Microondas

É essencialmente impossível obter o vapor de água na presença de nuvens com o uso de sensoriamento remoto baseado em IR. Técnicas de microondas fornecem formas promissoras na inferência tanto da TPW como da LWP sobre áreas oceânicas (desprovidos de neve/gelo) e com grandes restrições de outros tipos de superfície. Mas isso é verdade apenas para nuvens quentes, e desde que não esteja ocorrendo precipitações. O problema é que o espalhamento, pelas gotas de chuva e por cristais de gelo, produz deflexões na temperatura de brilho que reduz a TWP, obtida nos algoritmos de extração. Assim, uma importante pré-condição para extração de TPW por microonda é a detecção de chuva e de gelo. Futuros sistemas de satélites com sensores ativos (detectores de chuva) menores eventualmente beneficiar-se-ão com reanálises dos dados que têm sido coletados atualmente. Esquemas de redes neurais e de estimativas ótimas estabelecem com precisão razoável as regressões não lineares entre LWP e TPW e radiâncias de microondas ( $T_b$ ). Mas os pequenos valores de *rms* das estatísticas de regressão têm muito pouco em comum com o verdadeiro erro, devido ao instrumento, à calibração, aos modelos de absorção, às incertezas nas temperaturas das nuvens etc.

Os estudos realizados revelam que dados auxiliares, como os de cobertura de nuvens, temperatura das nuvens e emissividade da superfície, melhoram a precisão das extrações. Portanto, instrumentos multissensores como o AVHRR/AMSU a bordo dos satélites NOAA e multissensores baseados na rede de coleta de dados de superfície, como o do clima-net, são fundamentais e básicos para melhorar os algoritmos de vapor de água sob condição de nuvens. Outro exemplo é a combinação de AIRS/AMSU e MODIS a bordo do satélite AQUA. Ainda outra possibilidade é fazer uso efetivo de resultados de modelos de previsão de tempo de meso-escala, que tem produzido cada vez mais previsões confiáveis com consistências observacionais na extração de informações dos satélites.

A Tabela 3.11 apresenta uma visão geral dos algoritmos de TWP e LWP, bem como

de valores de estimativas dos erros reais e teóricos dos algoritmos. Os erros reais resultam de comparação com dados independentes. Os erros teóricos são *rms* de regressão entre as propriedades das nuvens e as temperaturas de brilho. Os esquemas de extração são ou do SSM/I ou do AMSU, onde os canais espectrais de ambos são comparáveis.

Tabela 3.11: Visão Geral dos Algoritmos LWP TPW Microonda

Autor	Algoritmo	Notas	$\delta$ TPW	$\delta$ LWP	$\delta$ $TPW_{Teorico}$	$\delta$ $LWP_{Teorico}$
Schuessel and Emery (1990)	Físico	Sem espalhamento	1,4 – 1,7			
Greenwald et al. (1993)	Físico	Diferentes climatologias	2,0 Lat. Méd. 6,0 – Trópicos	0,05		
Liu and Curry (1993)	Físico	Diferentes casos de nuvens				
Bauer and Schlüssel (1993)	Físico	Perfis verticais de nuvens, chuva	< 7,8		1,0 – 2,0	0,2 – 0,3
Lin et al. (1998)	Físico	Excluindo erros externos				0,1
Phalippou (1996))	Estatístico 1DVAR	Melhor comportamento não linear			1,0 – 2,0	0,01 – 0,02
Jung et al. (1998)	Estatístico NN	Melhor para grandes LWP		0,02		0,01
Mallet et al. (2002)	Estatístico NN	Distribuição uniforme de dados de treinamento ECMWF			5,3	
Aires et al. (2001)	Estatístico 1DVAR	Climatologia da superfície e reanálise			3,8	

A Tabela 3.11 apresenta uma visão geral de alguns algoritmos utilizados na obtenção do LWP e TPW. Todos os desvios,  $\delta$ , são apresentados em  $[kg.m^{-2}]$ .

### 3.9 Processamento IAPP

A radiância que deixa a atmosfera da Terra, desprezando o espalhamento pela atmosfera, em uma banda espectral com número de onda central  $v$ , pode ser escrita de forma aproximada por:

$$R_v = \varepsilon B_s \tau_s - \int_0^{p_s} B d\tau(0, p) + (1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} B d\tau^* + R' \quad (3.74)$$

onde  $R_v$  é a radiância espectral no infravermelho ou temperatura de brilho na região das microondas, com número de onda  $v$ ;  $\tau(0, p)$  é a transmitância do topo da atmosfera até o nível de pressão atmosférica  $p$ ;  $\varepsilon$  é a emissividade da superfície (suposta como 0,99 no canal da janela do infravermelho);  $B$  é a radiância de Planck no infravermelho ou a temperatura na região das microondas, que é uma função da pressão  $p$ ; o subscrito  $s$  denota a superfície;

$\tau^* = \tau_s^2/\tau$  é a transmitância de cima para baixo; e  $R'$  representa a contribuição da radiação solar refletida, que é desprezível para bandas de comprimentos de ondas superiores a  $4,0 \mu m$  durante o dia. Se a radiância observada pelo satélite ou a temperatura de brilho ( $R$ ) de cada canal for conhecido, então  $R$  pode ser considerado como função não linear do perfil de temperatura atmosférica, perfil do vapor de água da atmosfera, temperatura da superfície, emissividade microonda da superfície etc. Em outras palavras:  $R = R(T, q, T_s, \varepsilon, \dots)$ , ou de forma ainda mais geral:  $Y = F(X)$ , onde o vetor  $X$  contém as temperaturas dos  $L$  níveis da atmosfera,  $L$  valores de razão de mistura do vapor de água da atmosfera (o vapor de água expresso como logarítmico da razão de mistura nas aplicações práticas), temperatura de superfície, emissividade da superfície no espectro das microondas etc.; e  $Y$  com as  $N$  radiâncias observadas pelo satélite, ou as temperaturas de brilho. Será considerado a seguir a forma de linearização da equação 3.74, visto ser mais útil nas aplicações práticas.

Para linearizar a equação 3.74, empregam-se as variações de primeira ordem da função de Planck e as radiâncias espectrais  $\delta B = \frac{\partial B}{\partial T} \delta T$  e  $\delta R = \frac{\partial R}{\partial T} \delta T_b$ , onde  $T_b$  é a temperatura de brilho. A variação de primeira ordem de (3.74):

$$\delta R = \delta(T_b)_v = \varepsilon(\tau_s \delta B_s + B_s \delta \tau_s) - \int_0^{p_s} \delta B \cdot d\delta\tau + (1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} (B + \delta B) d\tau^* + (B_s \tau_s - \int_0^{p_s} B d\tau^*) \delta \varepsilon \quad (3.75)$$

assim com:

$$\int_0^{p_s} B d\delta\tau = B_a \delta \tau_s - \int_0^{p_s} \delta \tau dB \quad (3.76)$$

e

$$\int_0^{p_s} B d\delta\tau^* = B_a \delta \tau_s - \int_0^{p_s} \delta \tau^* dB \quad (3.77)$$

(3.77), (3.30) em (3.75):

$$\begin{aligned} \delta R = \delta(T_b)_v = & \varepsilon \tau_s \delta B_s - \int_0^{p_s} \delta B (d\delta\tau + (1 - \varepsilon) d\tau^* + \varepsilon (B_s - B_a) \delta \tau_s + \\ & + \int_0^{p_s} \delta \tau dB - (1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} \delta \tau^* dB + (B_s \tau_s - \int_0^{p_s} B d\tau^*) \delta \varepsilon \end{aligned} \quad (3.78)$$

Além disso, segundo Li (1994)

$$\delta \tau = \tau \int_0^p \delta \ln q \cdot d \ln \tau_w \quad (3.79)$$

$$\delta \tau^* = (2\tau_s \delta \tau_s - \tau^* \delta \tau) / \tau = 2\tau^* \int_0^{p_s} \delta \ln q \cdot d \ln \tau_w - \tau^* \int_0^p d \ln q \cdot d \ln \tau_w \quad (3.80)$$

substituindo 3.80, 3.79 em 3.78:

$$\begin{aligned}
\delta R = \delta(T_b)_v &= \varepsilon \tau_s \delta B_s - \int_0^{p_s} \delta B [d\tau - (1 - \varepsilon)] d\tau^* + \\
&+ \int_0^{p_s} \delta \ln q \left[ \varepsilon (B_s - B_a) \tau_s - 2(1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} \delta \tau^* dB + \int_0^{p_s} [\tau + (1 - \varepsilon) \tau^*] dB \right] d \ln \tau_w + \\
&+ (B_s \tau_s - \int_0^{p_s} B d\tau^*) \delta \varepsilon
\end{aligned} \quad (3.81)$$

Usando a variação de primeira ordem  $\delta B = \frac{\partial B}{\partial T} \delta T$  e supondo que  $\delta R = \frac{\partial R}{\partial T_b} \delta T_b$  e denotando por  $\beta(p) = \frac{\partial B}{\partial T} / \frac{\partial R}{\partial B}$ , a equação 3.81 fica :

$$\begin{aligned}
\delta T_B = \delta(T_b)_v &= \varepsilon \tau_s \beta_s \delta T_s - \int_0^{p_s} \beta \left[ \frac{\partial \tau}{\partial p} (1 - \varepsilon) \frac{\partial \tau^*}{\partial p} \right] \delta T dp + \\
&+ \int_0^{p_s} \delta \ln q \left[ \varepsilon \beta_s (T_s - T_a) \tau_s - 2(1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} \beta \tau^* \frac{\partial T}{\partial p} dp + \int_0^{p_s} [\beta \tau + \beta (1 - \varepsilon) \tau^*] \frac{\partial T}{\partial p} dp \right] \frac{\partial \ln \tau_w}{\partial p} dp + \\
&+ (B_s T_s \tau_s - \int_0^{p_s} \beta T \frac{\partial \tau^*}{\partial p} dp) \delta \varepsilon = \\
&= W_{T_s} \delta T_s + \int_0^{p_s} W_T \delta T \cdot dp + \int_0^{p_s} W_q \delta \ln q \cdot dp + W_\varepsilon \delta \varepsilon
\end{aligned} \quad (3.82)$$

onde

$$W_{T_s} = \beta_s \varepsilon \tau_s \quad (3.83a)$$

$$W_{T_s} = -\beta \frac{\partial \tau}{\partial p} + \beta (1 - \varepsilon) \frac{\partial \tau^*}{\partial p} \quad (3.83b)$$

$$\begin{aligned}
W_q &= \left[ (T_s - T_a) \varepsilon \tau_s \beta_s - 2(1 - \varepsilon) \int_0^{p_s} \beta \tau^* \frac{\partial T}{\partial p} \right] \frac{\partial \ln \tau_w}{\partial p} + \\
&+ \left\{ \int_0^{p_s} \beta [\tau + (1 - \varepsilon) \tau^*] \frac{\partial T}{\partial p} \right\} \frac{\partial \ln \tau_w}{\partial p}
\end{aligned} \quad (3.83c)$$

$$W_\varepsilon = \beta_s T_s \tau_s - \int_0^{p_s} \beta T \frac{\partial \tau^*}{\partial p} dp \quad (3.83d)$$

onde  $W_{T_s}, W_T, W_q, W_\varepsilon$  são funções ponderadoras, respectivamente da temperatura de superfície, perfil atmosférico da temperatura, perfil de umidade da atmosfera e emissividade microonda superficial.

No caso de dispor de observações de temperatura e da umidade da superfície, duas equações adicionais podem ser colocadas, nas seguintes formas:

$$T_{obs} - T^0(p_s) \equiv W_{T_s}^{T_{obs}} \delta T_s + W_T^{T_{obs}} + W_q^{T_{obs}} \delta \ln q + W_\varepsilon^{T_{obs}} \delta \varepsilon \quad (3.84)$$

e

$$\ln q_{obs} - \ln q^0(p_s) = W_{T_s}^{q_{obs}} \delta T_s + W_T^{q_{obs}} \delta T + W_q^{q_{obs}} \delta \ln q + W_\varepsilon^{q_{obs}} \delta \varepsilon \quad (3.85)$$

, onde  $q_{obs}, T_{obs}$  são dados de superfície, respectivamente, da razão de mistura do vapor de água e temperatura.

$$W_{T_s}^{T_{obs}} = W_q^{T_{obs}} = W_\varepsilon^{T_{obs}} = 0e \begin{cases} W_T^{T_{obs}} = 1 & p = p \\ W_T^{T_{obs}} = 0 & p \neq p \end{cases} \quad (3.86)$$

$$W_{T_s}^{q_{obs}} = W_q^{q_{obs}} = W_\varepsilon^{q_{obs}} = 0e \begin{cases} W_q^{q_{obs}} = 1 & p = p \\ W_q^{q_{obs}} = 0 & p \neq p \end{cases} \quad (3.87)$$

Essas duas equações podem se usadas junto com (3.84) na solução. Com a linearização dada por (3.84), ela pode ser representada por:

$$\delta Y = F' \delta X \quad (3.88)$$

onde  $F'$  representa o modelo linear, ou o tangente linear do modelo avançado  $F$ . Normalmente  $F'$  é também conhecida como matriz função ponderada, e essas funções ponderadas são calculadas por esquemas diferenciais ou métodos de perturbação, especialmente para a razão de mistura do vapor de água e razão de mistura de ozônio. Mas é necessário dispor de uma forma precisa e eficiente de calcular a função ponderadora para processamento de dados em tempo real. O modelo linear da equação da transferência radioativa pode ser empregada com eficiência para esses propósitos. A forma geral da solução da mínima variância, proposta por Rodgers (1976) pode se empregada:

$$J(X) = [Y^m - Y(X)]^T E^{-1} [Y^m - Y(X)] + (X - X_0)^T H (X - X_0) \quad (3.89)$$

Utilizando o processo iterativo newtoniano:

$$X_{n+1} = X_n + J''(X_n)^{-1} \cdot J'(X_n) \quad (3.90)$$

a seguinte forma iterativa quase-não linear (Eyre (1989)) pode ser obtida:

$$\delta X_{n+1} = \left( F_n'^T E^{-1} F_n' + H \right) \cdot F_n'^T \cdot E^{-1} \cdot (\delta Y_n + F_n' \cdot \delta X_n) \quad (3.91)$$

, onde  $\delta X_n = X_n - X_0$ ;  $\delta Y_n = Y^m - Y(X_n)$ ; com  $X$  representando o perfil atmosférico a ser determinado,  $X_0$  o estado inicial do perfil da atmosfera, ou o perfil de suporte de primeira instância,  $Y^m$  o vetor com radiâncias observadas ou temperaturas de brilho usadas no processo de extração,  $E$  representando a matriz covariância dos erros de observação que incluem ruídos de instrumentos e erros do modelo avançado,  $H$  a matriz *a priori* de restrição da solução, e o superscrito  $T$  denotando a matriz transposta.  $H$  pode ser considerada como o inverso da matriz covariância de erros *a priori* de suporte da instância inicial ou outro tipo de matriz. Geralmente fornece-se  $H = \gamma I$ , com  $\gamma$  igual a um fator de suavização. Esse fator é importante, mas difícil de ser determinado. Ele depende de observações, erros de observações e do perfil de suporte inicial (muitas vezes escolhidos empiricamente: Susskind et al. (1984); Menzel (1985); Hayden (1988)). No processo utilizado no IAPP é aplicado um princípio de discrepância (Li and Huang (1999)) para obter  $\gamma$ , de forma que:

$$\|F[X(\gamma)] - Y^m\|^2 = \sigma^2 \quad (3.92)$$

onde  $\sigma = \sum_{k=1}^N e_k^2$ , sendo  $e_k$  a raiz quadrada da diagonal  $E$  ou do erro observacional do canal  $k$ , que inclui erro instrumental e erro do modelo avançado; ou seja,  $e_k^2 = \eta_k^2 + f_k^2$ , onde  $\eta_k$  representa o erro instrumental do canal  $k$ , enquanto  $f_k$  é o erro do modelo avançado para o mesmo canal. Geralmente  $\sigma^2$  pode ser estimado a partir do dado do ruído instrumental e validado para o modelo da transmitância atmosférica usado na extração dos perfis verticais. No IAPP toma-se  $\gamma_{n+1} = q_n \gamma_n$ , onde  $q$  é um fator para  $\gamma$  aumentando ou diminuindo. Ele é obtido em cada iteração pelas seguintes condições :

$$q_0 = 1; \quad e \quad se : \quad (3.93a)$$

$$\|F(X_n) - Y^m\|^2 < \sigma^2 \quad - - > \quad q_n = 1,5 \quad (3.93b)$$

$$\|F(X_n) - Y^m\|^2 = \sigma^2 \quad - - > \quad para \quad a \quad iteracao \quad (3.93c)$$

$$\|F(X_n) - Y^m\|^2 > \sigma^2 \quad - - > \quad q_n = 0,8 \quad (3.93d)$$

Como há correlações entre as variáveis (parâmetros a serem extraídos com as radiancias), apenas um número limitado de variáveis são necessárias para explicar as variações da estrutura vertical da atmosfera (JOC Study Group Conference on Four-dimensional Data Assimilation (1976)). O número de funções com estruturas distintas pode ser obtido com um conjunto de perfis atmosféricos globais. Supondo :

$$X - X_0 = \Phi A \quad , \quad (3.94)$$

onde,

$$A = (\alpha_1, \alpha_2, \dots, \alpha_M) \quad (3.95)$$

e

$$\Phi = \begin{bmatrix} \Phi_T & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \Phi_q & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \Phi_o & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \Phi_{T_s} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \Phi_\varepsilon \end{bmatrix} \quad (3.96)$$

com  $\Phi_T$  representando a matriz da primeira EOF's do perfil da temperatura;  $\Phi_q$  para a razão de mistura do vapor de água;  $\Phi_o$  para o ozônio;  $\Phi_{T_s}$  para a temperatura de superfície;  $\Phi_{T_s} = \Phi_\varepsilon = 1$ . Então, visto que  $\Phi^T \Phi = I$ ; definindo-se  $\tilde{F}' = F' \Phi$ , então a equação 3.95 pode ser reescrita na forma:

$$A_{n+1} = (\tilde{F}'_n^T E^{-1} F'_n + \gamma I) \tilde{F}'_n^T E^{-1} (\delta Y_n + \tilde{F}'_n A_n) \quad (3.97)$$

onde  $A_0 = 0$ .

As equações 3.97 e 3.93 são aplicadas para obter a solução das observações ATOVS.

Na Figura 3.20 é apresentado um resumo do sistema empregado no processamento.

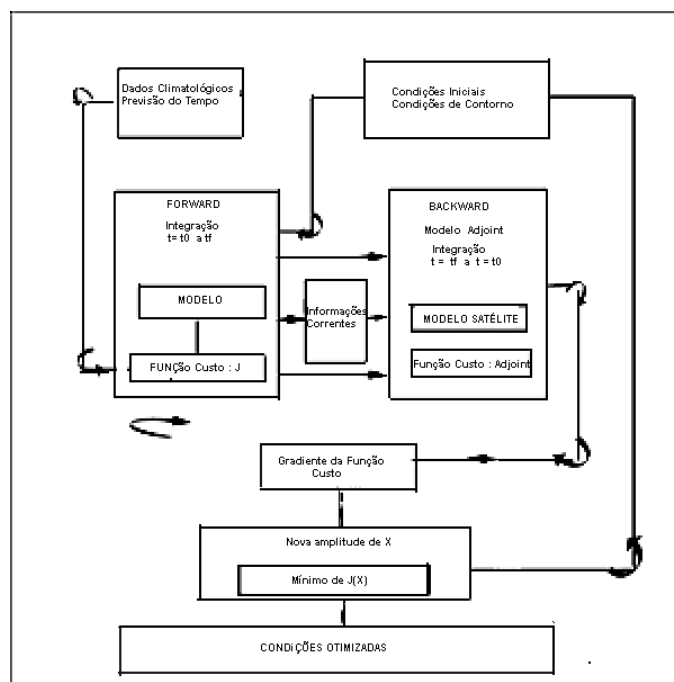


Figura 3.20: Sequência de processamento TOVS.



## Capítulo 4

# SISTEMA DE MODELAGEM MM5

Conforme já observado por Mass and Kuo (1998) nos fins da década de 90, e mais notadamente no presente, dois fatores tornaram mais viável a realização de pesquisas e até mesmo o processamento de previsões numéricas de tempo a nível regional, mediante o emprego de modelos numéricos de mesoescala: o aumento fenomenal na disponibilidade de computadores com grande capacidade de processamento, que podem ser adquiridos a baixo custo, e a disponibilidade de dados de modelos globais de grande escala na rede Internet. Como resultado, inúmeras são as instituições de ensino e pesquisa, incluindo várias do setor operacional, que vêm processando tais modelos e disponibilizando resultados em forma de saídas gráficas na rede Internet (Colle and Mass (1999)). Em adição, o uso desses modelos regionais pela comunidade produtiva e comercial vem também sendo expandido para as mais variadas aplicações, como nas companhias de seguro, na produção de energia eólica, na viação agrícola etc.

A quinta geração do Modelo de Mesoescala do Centro Nacional de Pesquisas Atmosféricas (NCAR) da Universidade Estadual da Pensilvânia (Penn State, Estados Unidos) é a última de uma série desenvolvida a partir de um modelo usado por Anthes na Penn State e mais tarde documentado por Anthes and Warner (1978). Desde o início do desenvolvimento, o modelo sofreu inúmeras alterações e inovações, sobretudo para ampliar o leque das aplicações. Foram adicionados, entre outros, a capacidade do processamento de múltiplos domínios aninhados, a dinâmica não hidrostática, assimilação de dados a quatro dimensões, aumento do número de opções físicas nos processamentos. A crescente e substancial evolução dos modelos de mesoescala, notadamente desde os anos de 1990 a 1993, em paralelo aos dos sistemas computacionais, também com a relação custo por poder de processamento cada vez mais reduzida, proporcionou a implementação da portabilidade do modelo para um espectro de plataformas computacionais maior, incluindo a utilização de sistemas OpenMP e MPI.

O modelo de mesoescala MM5 é de área limitada não hidrostática, que acompanha a topografia terrestre (Dudhia (1989); Grell (1993)). Esse modelo é uma atualização de um outro hidrostático desenvolvido por Anthes and Warner (1978). A principal vantagem é não ser restrita à suposição hidrostática, que efetivamente limita a resolução do modelo, exceto para fracos escoamentos e situações não convectivas. Portanto, ele é capaz de simular a atmosfera em qualquer resolução espacial. Além das parametrizações físicas usadas para qualificar as condições iniciais, as únicas limitações nesse modelo são as resoluções e a potência computacional. Portanto, o MM5 pode ser usado para englobar fenômenos localizados, como convecções profundas (Dudhia (1989)). O MM5 — que é baseado em um conjunto de equações representando uma atmosfera completamente compressível em um sistema de referência em rotação — usa a grade staggered (doravante “estaguerada”), de Arakawa-B (Arakawa and Lamb (1977))

---

e temperatura, pressão de perturbação, vento, umidade específica e nuvem e água da chuva como variáveis prognósticas. As equações básicas do modelo MM5 são apresentadas com detalhes no Apêndice B. Ele tem sido desenvolvido na Penn State e na NCAR como modelo comunitário, e, embora seu desenvolvimento em termos de projeto tenha sido oficialmente descontinuado em 2005, ainda é empregado de forma global em inúmeras instituições de ensino, pesquisa e até mesmo operacional. Por conseguinte, é igualmente aperfeiçoado pelas contribuições dos usuários da comunidade meteorológica.

O MM5 pode ser usado em um amplo espectro de estudos teóricos e tempo real, incluindo tanto as aplicações de simulações como predictivas e a assimilação de dados a quatro-dimensões. Nas escalas meso-beta e meso-gama (de 2 km a 200 km), ele pode ser usado para estudos envolvendo sistemas convectivos, brisas terrestres e do mar, circulações vale-montanha e ilhas de calor urbanas, por exemplo.

O *sistema de modelagem* de mesoescala PSU/NCAR, mais conhecido por MM5, é constituído por um modelo de mesoescala e por vários programas auxiliares que fazem o pré-processamento dos dados de entrada e o pós-processamento das saídas do modelo de previsão do tempo. Em face da grande complexidade do sistema MM5 — sobretudo pela física incorporada, além dos processos de preparo ao processamento —, parte das descrições foram incluídas nos Apêndices.

Na Figura 4.1 são apresentados de forma esquemática os principais módulos que constituem o sistema, juntamente com a forma geral da seqüência do fluxo do processamento do sistema MM5.

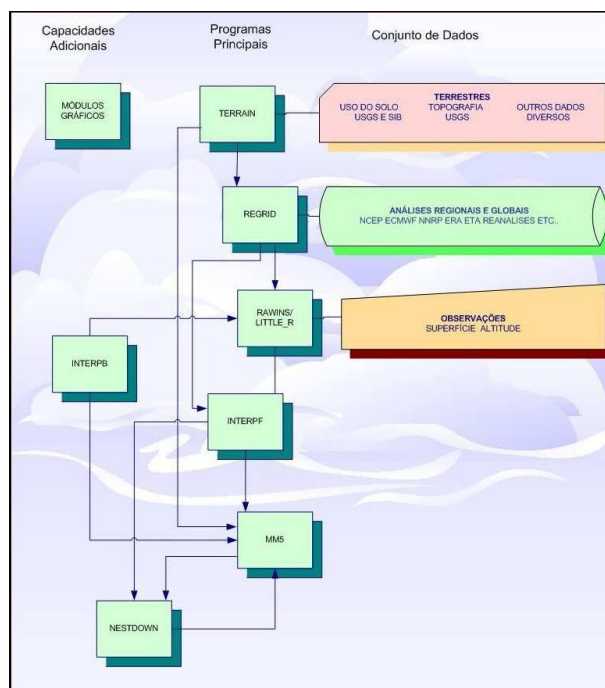


Figura 4.1: Módulos do sistema de mesoescala MM5.

O TERRAIN sofreu diversas alterações, revisões e inclusão de novas arquiteturas desde a implementação embrionária (McNab and Betts (1977)) e a inclusão como primeiro módulo do

sistema MM5. Foi concebido para gerar as condições iniciais, incluindo alturas de terrenos e uso do solo, pela interpolação com os campos do domínio de baixa resolução. A importância de dispor de dados com os detalhes da topografia e das características da superfície tem sido justificada em muitos estudos específicos de mesoescala. Portanto, a disponibilidade de um programa capaz de produzir conjuntos consistentes de altura de terreno com alta resolução, bem como dados sobre o uso do solo e cobertura vegetal para múltiplos domínios aninhados para o MM5 é essencial para a obtenção de resultados compatíveis com os fenômenos atmosféricos de mesoescala. Na Figura 4.2 são apresentados o esquema do módulo TERRAIN e a sequência dos processamentos que são feitos.

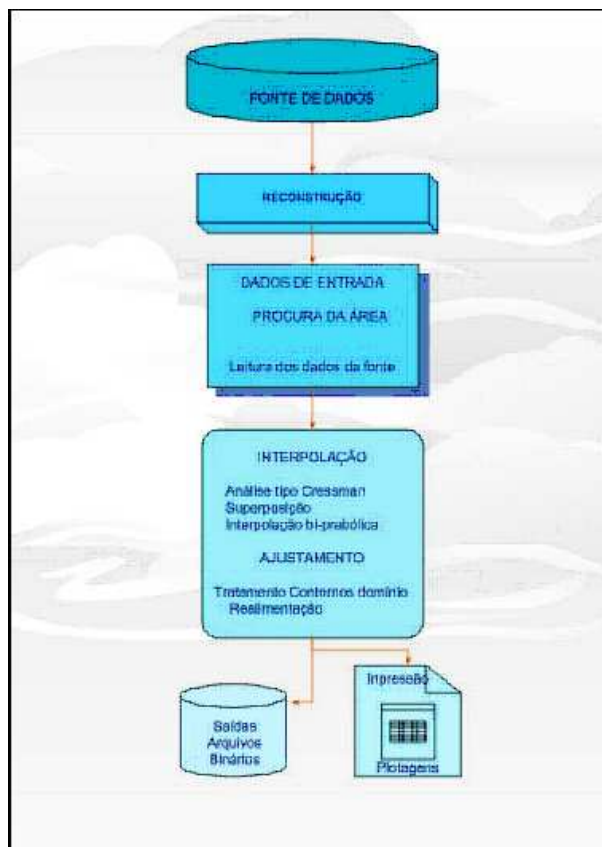


Figura 4.2: Módulo TERRAIN do MM5.

Para a ingestão de dados, inicialização do MM5 e realimentação durante o processamento da previsão de mesoescala, costumam se empregar dados de um modelo global de previsão de tempo, em geral processados pelos centros de previsão de tempo operacional, como NCEP, ECMWF, JMA, CPTEC etc. Além disso, como o modelo inclui a capacidade de assimilação 3DVAR e 4DVAR, inclui inúmeras rotinas específicas para cada tipo distinto de processamento. Na preparação desses dados de processamento, visto não estarem devidamente dispostos segundo a grade de processamento do modelo, requerem pré-processamento para dispô-los de forma compatível com o modelo MM5. Esse processo é feito pelo módulo REGRID, o qual, em conjunto com as configurações feitas pelo módulo TERRAIN, onde é definido o domínio do modelo, prepara os dados disponíveis para processamento. Entretanto, para dispor os dados nos pontos de grade do modelo, bem como inserir novos dados observados, requer um sistema de interpolação bem definido. Esse processamento é feito pelo módulo LITTLE\_R, o qual substitui o que anteriormente vinha sendo feito pelo módulo RAWINS. O

MM5 emprega rotinas de interpolações de distintas formas, conforme apresentado no Apêndice F. Apresenta também módulos de refinamentos de grades para aninhar subdomínios, cuja descrição dos processos empregados é apresentada no Apêndice C. O processo empregado na assimilação 4DVAR é descrito com detalhes no Apêndice D. O processo de preparo final dos dados, com as devidas interpolações e incorporação de dados observados, é finalmente feito pelo modelo INTERF, que prepara três novos arquivos para os diversos subprogramas do MM5.

O modelo MM5 incorpora inúmeros processos físicos da atmosfera, como os das nuvens e outros a elas associadas. Na Figura 4.3 são apresentados os processos físicos da atmosfera, sob um ponto de vista bem generalizado, que é processado no MM5. Nas Figuras 4.4 e 4.5 são apresentados de modo esquemático os processos mais diretamente relacionados com a física das nuvens. Diferentes processos físicos, bem como as parametrizações empregadas pelo modelo, são apresentados e descritos no Apêndice E.

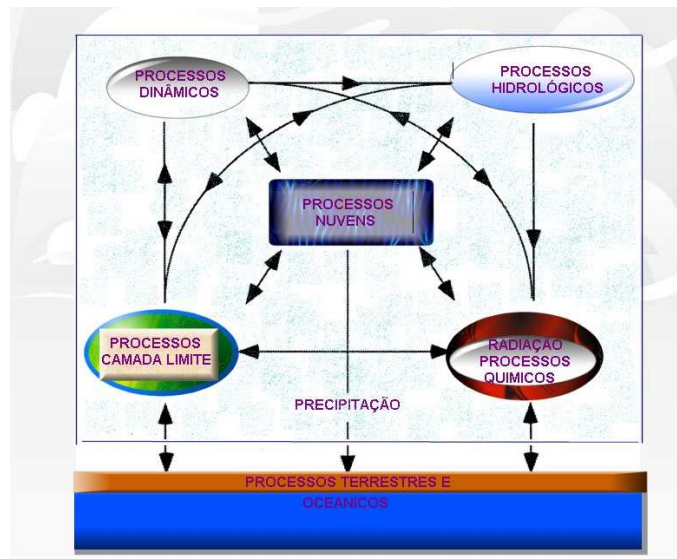


Figura 4.3: Processos atmosféricos.

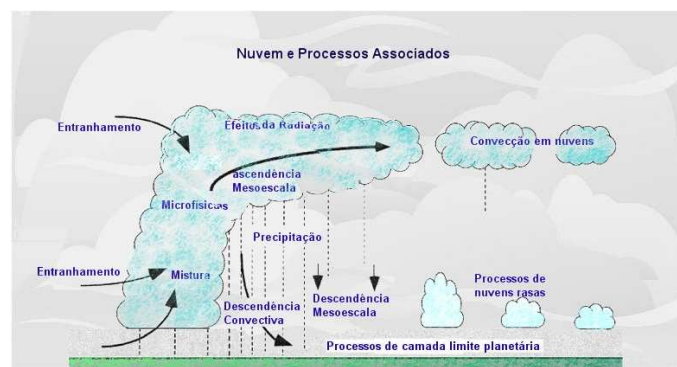


Figura 4.4: Nuvens e processos físicos associados.

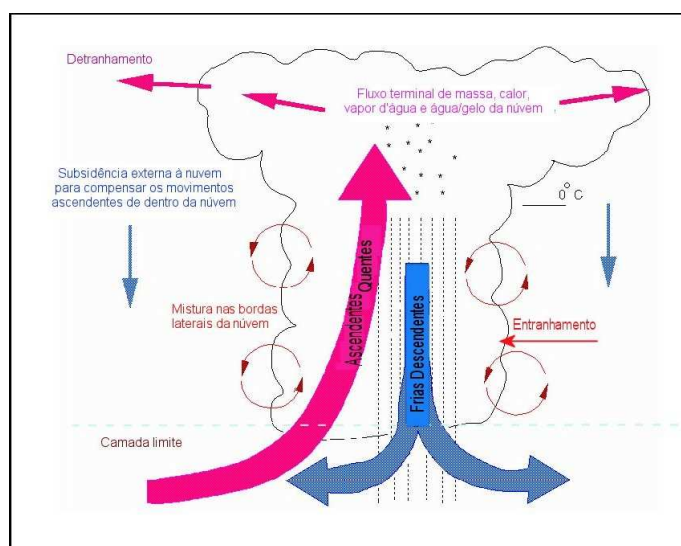


Figura 4.5: Processos físicos nas nuvens do tipo cúmulo.

## Capítulo 5

# FONTES DE DADOS E ESPECIFICAÇÕES

Os dados usados nos desenvolvimentos são oriundos de diversas instituições, nacionais e internacionais, e foram obtidos, em grande parte, por distintos processos de aquisição remota que utilizam a rede Internet. Eles fazem parte de um acervo de informações constituído de forma a permitir não apenas o processamento dos modelos numéricos de mesoescala implementados, mas também os processamentos, empregando-os para fim de diagnóstico e análise, notadamente dos eventos ocorridos no passado. Por conseguinte, cada tipo de dado apresenta informações que de uma forma ou outra permitem — e assim o foram — que sejam empregados no desenvolvimento e na realização de pesquisas das distintas aplicações com o emprego da modelagem de mesoescala.

Os dados do acervo constituído englobam os dados convencionais observados de superfície e de altitude; resultados de análises do modelo numérico global da atmosfera (reanálise); produtos atmosféricos inferidos com o processamento de dados de satélites; dados de satélites em forma de imagens; e as análises e os prognósticos numéricos de previsão de tempo em escala global.

### 5.1 Dados Meteorológicos de Superfície e Altitude

Os dados meteorológicos observados, de superfície e de altitude, foram obtidos do Instituto de Meteorologia (IM) de Portugal. Os de superfície foram coletados pelas Estações Meteorológicas Automáticas (EMA), durante o período de 1º de janeiro de 2000 a 31 de dezembro de 2005 e constam de dados dos parâmetros meteorológicos apresentados na Tabela 5.1. Os dados foram armazenados na íntegra e constam de dados coletados de 10 em 10 minutos, correspondendo, por conseguinte, a 144 informações de cada uma das variáveis por dia. Os dados de ar superior são resultantes das observações de radiosondagens diárias feitas em Lisboa pelo IM e cobrem o mesmo período acima citado; não obstante, apresentam várias lacunas, ou seja, dias sem observações, por não terem sido feitas sondagens.

---

Tabela 5.1: Parâmetros Meteorológicos das Estações EMA.

# Ordem	Descrição	Unidade
1	Número da estação	-
2	Ano	-
3	Dia	-
4	Mês	-
5	Hora	-
6	Minuto	-
7	Pressão atmosférica ao nível da estação	HPa
8	Pressão atmosférica reduzida ao nível médio do mar	HPa
9	Temperatura instantânea do ar a 1,5 m	° C
10	Temperatura média do ar a 1,5 m	° C
11	Temperatura máxima do ar a 1,5 m	° C
12	Temperatura mínima do ar a 1,5 m	° C
13	Umidade relativa instantânea do ar a 1,5 m	%
14	Umidade relativa máxima do ar a 1,5 m	%
15	Umidade relativa mínima do ar a 1,5 m	%
16	Direção do vento	Graus
17	Direção do vento máximo	Graus
18	Desvio médio padrão da direção do vento	Graus
19	Intensidade do vento	m/s
20	Intensidade do vento máximo	m/s
21	Desvio médio padrão do vento	m/s
22	Temperatura a + 0,05 m	° C
23	Temperatura a - 0,05 m	° C
24	Temperatura a - 0,10 m	° C
25	Temperatura a - 0,20 m	° C
26	Temperatura a - 0,50 m	° C
27	Temperatura a - 1,00 m	° C
28	Duração da precipitação	min.
29	Quantidade de precipitação	Mm
30	Intensidade da precipitação máxima	mm/h

## 5.2 Dados de Reanálise

Os dados de reanálise resultam do processamento feito usando a segunda versão do Modelo Atmosférico de Intercomparação (AMIP-II) do Departamento de Energia (DOE) do Centro Nacional de Previsão de Meio Ambiente (NCEP), (“NCEP-DOE AMIP-II Reanalysis”), cujos detalhes são apresentados por Kanamitsy et al. (2002). Eles são conhecidos atualmente como reanálise 2 e foram preparados empregando o estado da arte dos sistemas de análise e previsão do tempo e de assimilação dos dados, cobrindo o período de 1979 até o presente. O acervo de dados apresenta uma melhora nas reanálises realizadas anteriormente, a NCEP/NCAR, conforme descrito por Kalnay et al. (1996). Essa reavaliação foi executada pela fixação de erros e atualização das parametrizações dos processos físicos do AMIP. Uma das melhoras mais significativas foi obtida com a alteração do processo de assimilação da precipitação das observações, mediante o emprego de esquemas que atualizam a água do solo, de



acordo com as diferenças entre as precipitações observadas e resultados do modelo numérico. A imposição do ajuste nessa atualização, anteriormente feita com dados da climatologia, foi dessa forma substituída pelos das observações existentes.

Não obstante tenham sido reavaliados, os dados das reanálises não devem ser vistos como sendo da próxima geração ou representando o estado da arte. Isso porque, eventualmente, ainda podem ser melhorados, por exemplo, com o aumento das resoluções tanto horizontais como verticais; o uso efetivo na assimilação direta de dados, que vem sendo obtidos pelos diferentes sensores e sondadores dos satélites; a assimilação de dados de precipitação e ou água precipitável, que atualmente já vem sendo disponibilizados com muito melhor qualidade que no passado.

No Centro de Dados Climáticos (CDC – <ftp.cdc.noaa.gov>), um grande conjunto de dados da reanálise 2 é disponível na forma original, 4 vezes ao dia, bem como médias diárias. Esses dados são globais, apresentam resolução espacial de 2,5 graus de latitude por 2,5 graus de longitude, portanto com um total de  $144 \times 73$  pontos de grade. Na vertical eles apresentam 17 níveis de pressão, que em hPa estão em: 1000, 925, 850, 700, 600, 500, 400, 300, 250, 200, 150, 100, 70, 50, 30, 20 e 10. Eles se encontram em formato netCDF e armazenado, para cada ano, em um arquivo distinto para cada variável.

Parte dos dados da reanálise 2 disponíveis, que cobre o período de 1964 a 2005, foi obtida e armazenada para fins de processamento do modelo de previsão de mesoescala. Além disso, o acervo de dados constituído engloba apenas as variáveis necessárias para a inicialização dos modelos de mesoescala, além de servir como condições de fronteira. Os seguintes parâmetros meteorológicos integram o acervo de dados de altitude: geopotencial, temperatura, unidade relativa, componentes zonal e meridional do vento; e de superfície (níveis sigma 0,995): temperatura, unidade relativa, pressão ao nível do mar, altura geopotencial componentes zonal e meridional do vento, além da temperatura do ar à superfície.

### 5.3 Dados de Satélites

Os produtos dos satélites heliossíncronos da série NOAA, mais especificamente os produtos TOVS, na forma digital, obtidos mediante acordo de cooperação com o Centro de Dados Mundial para Sensoriamento Remoto da Atmosfera (WDC) do Centro Aeroespacial Alemão (DLR), e cobrem o período de outubro de 2003 a outubro de 2005. Esses dados foram armazenados no formato netCDF.

Com a instalação do EUMETCast, sistema de aquisição de dados retransmitidos pela EUMETSAT, na Universidade de Aveiro (cujas descrição detalhada é apresentada por Luis, 2005), passou-se a armazenar os dados dos satélites Meteosat, bem como os dados TOVS, com o objetivo de processamento e aplicações em geral.

O sistema de transmissão de dados de meio ambiente da EUMETSAT, cognominado EUMETCast, é um serviço de disseminação baseado na tecnologia padrão de Transmissão de Vídeo Digital (DVB). O sistema usa satélites geoestacionários comerciais de telecomunicação para retransmitir arquivos de dados e produtos. Esse sistema tem sido empregado pela EUMETSAT para disseminar dados das imagens do satélite METEOSAT de Segunda Geração (MSG) SEVIRI. Ele também é empregado para disseminar produtos meteorológicos gerados

---



tanto pela EUMETSAT como pelos Centros de Facilidade de Aplicações de Satélites (SAF). A EUMETCast proporciona, por conseguinte, o meio físico de retransmissão e a disseminação de dados meteorológicos e de serviços resultantes de coleta de dados. Na Figura 5.1 é apresentado o esquema que vem sendo usado pela EUMETSAT para retransmitir dados, e na Figura 5.2 é apresentado o esquema atualmente implementado na Universidade de Aveiro.



Figura 5.1: Esquema do sistema EUMETCast.

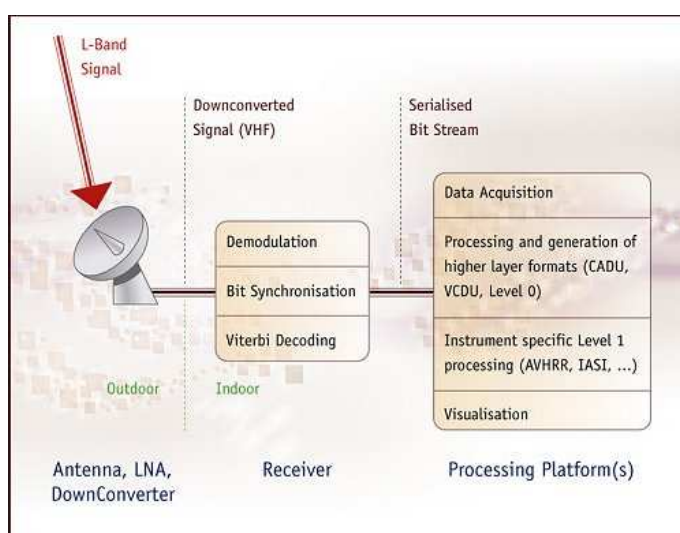


Figura 5.2: Esquema de recepção de dados EUMETCast.

A extração dos perfis verticais de temperatura e umidade das passagens dos satélites, que cobrem pelo menos uma parte do território continental de Portugal, passou a ser feita com a implantação dos sistemas descritos no Capítulo 2. Com isso, esses dados também constituem atualmente outra fonte de dados que pode ser empregada nas aplicações em modelos de mesoescala, representando uma continuidade no acervo de dados que vinha sendo obtido da WDC/DLR.

## 5.4 LDM/UNIDATA

Na era atual, em que o volume de dados é sem precedentes, de diversas formas, fontes e multidisciplinares, são dignos de nota as análises e sínteses, bem como o ativo enfoque educacional e de pesquisa centrado sob a liderança da UNIDATA, na UCAR/EUA. Isso porque

a instituição, em sua missão fundamental, vem provendo dados, meios e ferramenta, além de liderar a comunidade para o incremento da educação e das pesquisas do sistema terrestre, proporcionando assim benefícios em escala mundial. Segundo essa ótica, tendo em vista que os dados, as informações e os conhecimentos inerentes são pontos centrais e cruciais da ciência e do ensino, tem sido cada vez crescente o reconhecimento dos benefícios que a colaboração pode proporcionar mediante o compartilhamento ao acesso de dados ambientais. Para poder usar os dados de forma efetiva, tanto na educação como na pesquisa, o Centro de Programa da UNIDATA (UPC) desenvolve tecnologias e lidera as soluções de problemas comunitários. Com o inovado estabelecimento do sistema de Distribuição de Dados Internet (IDD), associado ao software Gerenciador de Dados Local (LDM), há correntemente mais de 200 locais de participantes (instituições/organizações) interligados, em um robusto sistema comunitário direcionado ao objetivo comum de assegurar a disponibilidade de dados em tempo real com o objetivo efetivo de ensino e pesquisa. Em meados de 2004, a Universidade de Aveiro também foi incorporada nesse sistema para viabilizar, da melhor forma possível, o desenvolvimento não apenas do trabalho proposto como também de outras pesquisas e do ensino.

Na Figura 5.3 é apresentado o sistema IDD com as interligações ativas do dia 8 de fevereiro de 2006, onde a UA está conectada ao Servidor de Informações da Terra Integrada de Geociências da UNIDATA (IEIS) e Fundação Nacional de Ciências (NSF). Na Figura 5.4 é apresentado o volume de uma parte dos dados que são adquiridos diariamente pelo sistema LDM/UA, que se constitui basicamente apenas das previsões de tempo do modelo espectral do Sistema de Previsão Global (GFS) do Centro Nacional de Previsão de Meio Ambiente (NCEP/EUA). Os prognósticos numéricos são recebidos tanto no formato grib (ou atualmente com o cognome grib1) como também no formato grib2 e representam previsões operacionais das: 00, 06, 12 e 18 UTC. Diariamente, conforme apresentado na Figura 5.4, recebem-se cerca de 10 Gbytes de dados de previsões de tempo do modelo GFS/NCEP, alguns dos quais armazenados em DVD para constituir o banco de dados.

Os programas de gerenciamento e acesso a dados que vêm sendo empregados usam, entre outras, as seguintes interfaces de suporte:

- Formato de Dados Comum de Rede (netCDF): programa para armazenamento e recuperação de dados científicos de maneira autodescritiva, independente da plataforma computacional, com biblioteca para conversão automática de unidades.
  - Gerenciador de Dados Local (LDM): programa em Unix para capturar, disseminar e organizar os dados em tempo quase real. O sistema inclui rotinas de funcionamento para cliente e servidor do sistema de Distribuição de Dados Internet (IDD).
  - Sistema Distribuído de Dados Oceanográficos (DODS): servidor remoto que possibilita o acesso remoto aos dados científicos para programas de análise e visualização que acessam ao programa DODS via interface de cliente.
  - LDM-McIDAS: programa decodificador de imagens dos formatos McIDAS e GEMPAK, e decodificador de dados de perfilador atmosférico de vento e relâmpagos no formato McIDAS.
  - Decodificadores netCDF: conjunto de decodificadores de mensagens metar, navio/bóia e sinótica e de observações de ar superior e mensagens em formato GRIB dos modelos do NCEP.
-

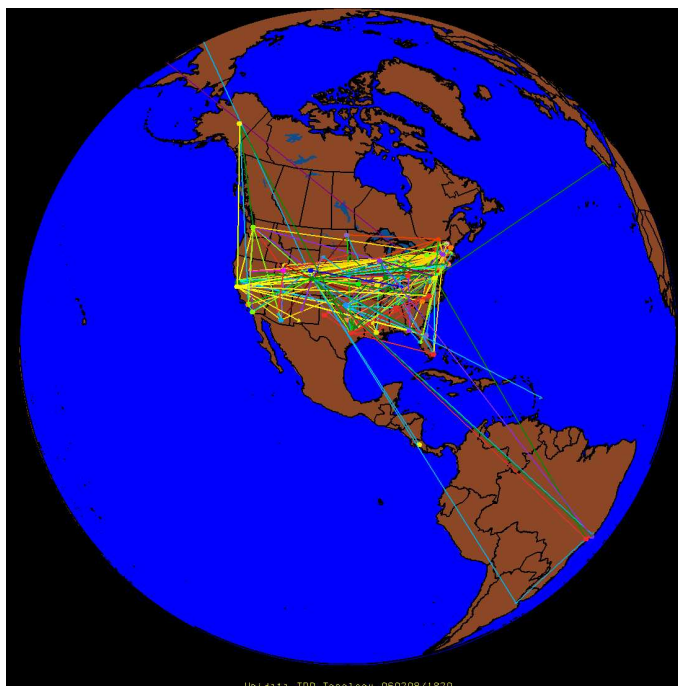


Figura 5.3: Topologia do IDD no dia 8 de fevereiro de 2006.  
(<http://www.unidata.ucar.edu/software/idd/rtstats/index.html>)

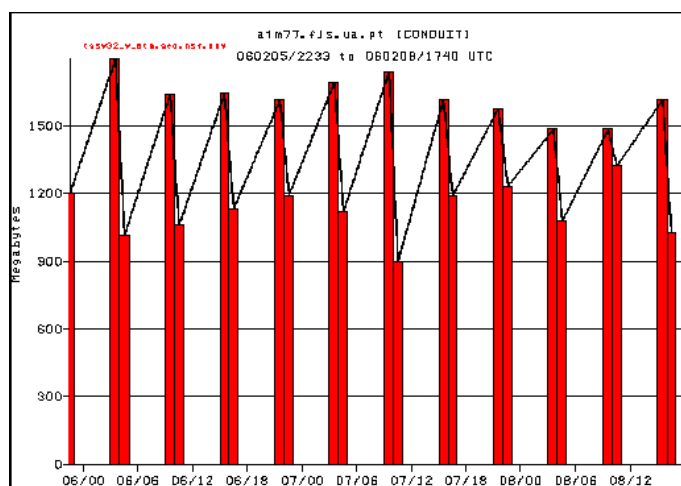


Figura 5.4: Volume de Dados CONDUIT.

Os programas de visualização e de análise de dados implementados especificamente destinados a esse sistema, embora não para uso exclusivo, compreendem:

- GEMPAK: programa de análise e visualização de dados meteorológicos. Destina-se a proporcionar suporte às atividades de previsão de tempo e a produtos de análise. Possui integrações com um conjunto de decodificadores que permite, em tempo real, avaliar produtos e boletins meteorológicos.
  - McIDAS: pacote de visualização de imagens e de dados de satélite que permite o acesso remoto a informações de satélites.
  - IDV: pacote de visualização e análise 3D que usa programação em Java VisAD.
-

## Capítulo 6

# PRECIPITAÇÃO

Tendo em vista que, mormente ocorrem inúmeros eventos de precipitação em Portugal, o ideal seria estabelecer um critério ímpar que permitisse selecionar os casos a serem especificamente avaliados à luz da água precipitável. Entretanto, pelo fato da água precipitável ser dada pela integração vertical da unidade específica integrada da atmosfera; onde a precipitação constitui, quando ocorre, apenas uma parte dela, a grande questão restringir-se-ia, teoricamente, no estabelecimento de uma correlação entre elas, se a atmosfera sobre a região em consideração pudesse ser vista como um sistema fechado, isolado e estático. Entretanto, como a atmosfera é um sistema dinâmico e os fundamentos, tanto os térmicos como os hídricos e os dinâmicos, devem ser considerados nessa avaliação. Esse ponto é extremamente crucial visto não dispor de dados de ar superior, resultantes de sondagens aerológicas ou até mesmo oriundos de satélites com a qualidade desejável, especialmente com uma boa cobertura espacial e temporal, para poder proceder à devida avaliação. Assim sendo optou-se pela apresentação, dentre os inúmeros outros realizados, dos casos e das respectivas simulações feitas unicamente com base nos eventos das análises das chuvas ocorridas em Portugal.

As simulações numéricas de mesoescala foram feitas selecionando eventos de ocorrência de precipitações mais intensas sobre a área continental de Portugal, durante o período compreendido entre o dia 1 de janeiro de 2000 e 31 de dezembro de 2005. Para elucidar a abordagem adotada na classificação de uma intensa precipitação a avaliação foi feita conseguinte caracterizações das observações com alta frequência temporal. Os eventos foram determinados consonante registros das observações feitas nos locais onde estão instaladas algumas das estações meteorológicas automáticas (EMA).

### 6.1 Observações da Precipitação

A escala de tempo mais comumente utilizada, durante muito tempo, para registrar a ocorrência da precipitação sobre um determinado local era de 24 horas, ou mais especificamente precipitações acumuladas diárias. Os valores registrados nessa escala de tempo, referidos como precipitações diárias, é que constituem a base dos registros das precipitações mensais, sazonais e anuais, que se encontram armazenados, na forma digital, nos mais diversos centros de meteorologia. Essa escala de tempo foi adotada, quase que certamente, pelas dificuldades relacionadas com a disponibilidade de recursos humanos e às tecnologias existentes. De um lado por que os registros, quando feitos com maior frequência, empregavam sistemas gráficos analógicos que exigiam um esforço humano muito grande na digitalização e por outro por que não havia praticamente interesse algum no armazenamento de dados em escalas de tempo menores que um dia.

---

As características das distribuições espacial e temporal das precipitações diárias, baseados em registros das precipitações ocorridas nas mais variadas localizações do globo e durante vários anos, a ponto de excederem até mesmo 5 décadas, têm sido o foco de extensivas análises e estudos (Dai et al. (1997); Karl and Knight (1998); Kunkel et al. (1996)). Dentre outras, as mais comumente estudadas e exploradas são encontradas em estudos climatológicos. Esses estudos geralmente incluem precipitações total, mensal; sazonal e anual; o número de dias com precipitação em um determinado período; bem como várias categorias de dias com precipitações totais acima de certos níveis. Nas regiões em que o clima é definido por estações chuvosas e secas são normalmente analisadas as datas de início e o fim; bem como, as suas durações (Tarhule and Woo (1998)). As estatísticas elaboradas com os dados têm proporcionado importantes informações no que diz respeito ao grau de seca ou da umidade de um local ou de uma região, bem como a identificação das tendências na chuva regional, porém sempre feitos sob a ótica da climatologia ( Fernandez and Garbrecht (1994); Adiku et al. (1997); Luis et al. (2000); Campling et al. (2001); New et al. (2001); Ho et al. (2003)). Encontram-se, também na literatura, inúmeros outros estudos que realizam importantes compilações sobre as alterações dos ciclos hidrológicos, baseado em dados das precipitações diárias associadas a outras variáveis; porém, aqui também igualmente avaliados sob o ponto de vista climático.

Na média, 5% dos dias que ocorreram precipitação em Portugal representam entre 15% a 20% do total da precipitação anual. Isso indica que ocorrem precipitações intensas isoladas que devem ser seriamente consideradas à luz de suas significâncias com respeito à hidrologia e a erosão do solo. Os estudos sobre a erosão do solo, feita por Nearing et al. (2004) sobre os EUA, por exemplo, indica que o aumento contínuo no total da precipitação conforme projetado pelos modelos climáticos conduzirá ao aumento na erosão do solo em, cerca de, 1,7% para cada 1% de aumento na precipitação. Entretanto, essa pesquisa depende da pré-suposta continuidade da relação existente entre o total da precipitação diária e a erosividade da tempestade.

Há muitos estudos desenvolvidos sobre a climatologia de Portugal; alguns dos quais com abordagens que relacionam a ocorrência de eventos isolados de tempestades específicas. Esse fato ocorre, também, em escala global, pois são extremamente raros os estudos que descrevem as características das precipitações em escalas de tempo inerente à ocorrência de cada evento; ou seja, de minutos e horas; exceto sobre ocorrência de eventos específicos, sem se ater a um conjunto de eventos ocorridos. Esse fato se explica face à praticamente inexistência de dados coletados, durante longo tempo e até mesmo em escala regional, com frequência de minutos, ou até mesmo horas.

Com o desenvolvimento tecnológico, tanto dos sistemas de sensores e de aquisição digital de dados como de comunicação e processamento, os dados de precipitação vem sendo paulatinamente passando a ser coletados de forma automática e em escala de tempo da ordem de alguns minutos. Entretanto, como esses desenvolvimentos são relativamente recentes, as implementações de estações automáticas ainda se encontram em fase de instalação em muitas regiões do globo, notadamente desde as últimas duas décadas do século passado, por conseguinte são ainda muito escassos ou restritos a apenas poucos pontos de coleta em escala global.

O conhecimento detalhado das tempestades que produzem precipitações em curto intervalo de tempo e até mesmo a nível diário são críticos na compreensão das seqüências dos processos termo-hidrodinâmicos da atmosfera. Um caso particular da sua importância pode ser vista considerando que, embora o valor acumulado da precipitação seja fator determinante

no diagnóstico da ocorrência ou não de uma inundação, ele, por si só não explica a ocorrência da severidade fenomenológica do evento; e, muito menos dos danos subseqüentes que elas causam. Conforme descrito por Brown et al. (1987) e Wilks (1989) esse conhecimento é muito importante, notadamente sob os pontos de vista hidrológicos e erosivos. Esses primórdios, por conseguinte, retratam a importância não apenas de se compreender essa fenomenologia, como também da necessidade de se conhecer tanto da intensidade como a duração da chuva resultante de uma tempestade. Elas podem ser igualmente utilizadas para realizar inúmeros outros estudos, a partir das medições dos dados das chuvas acumuladas horárias, de 10 minutos. Para citar alguns, os dados das precipitações com curtas escalas de tempo são necessários em muitas aplicações hidrológicas, como a da modelagem das transformações de chuva-runoff (Zhang and Smith (2003)); no uso de modelos de infiltração dependente do tempo (Ogden and Saghafian (1997)), simulação da dinâmica do solo úmido Zhi-Quan et al. 1994) e na modelagem da erosão (Wischmeier and D. (1978) ). Onof and Wheeler (1993) descrevem a aplicação de modelos de série de tempo de chuva em um ponto, para abordar importantes problemas hidrológicos, tais como a da calibração de geradores e a desagregação dos dados de chuva diária para aplicações, que são sensíveis aos comportamentos da intensidade de curto período de tempo. O modelo que eles estenderam, conhecido como Pulso Retangular de Bartlett-Lewis, requer por exemplo o conhecimento das tempestades definidas pelo do intervalo de tempo entre as ocorrências, o número e o espaço de tempo das suas chuvas (células convectivas), durações de cada uma das células, a intensidade da chuva, além as suas durações. Os dados necessários para desenvolver a distribuição da probabilidade das características das tempestades devem, no caso particular, ter registros de precipitação com resolução temporal menor que uma hora. Connolly et al. (1989), por outro lado, usou dados de intensidade de chuva com alta resolução temporal para simular o número e as características dos eventos das precipitações no dia de chuva, incluindo o instante de início, duração, quantidade de chuva, instante do pico da ocorrência, e a intensidade de pico de cada evento.

## 6.2 Precipitações em Portugal

Inúmeros são os estudos já realizados sobre a climatologia da precipitação de Portugal. Entretanto, além do desconhecimento da existência de estudos de casos específicos sobre Portugal, são extremamente raros, nas literaturas especializadas da meteorologia, estudos que abordam com detalhes as características das precipitações que empregam séries com altíssima frequência temporal. Esse fato se explica pela dificuldade, ou até mesmo pela impossibilidade de se estabelecer uma “climatologia” desse tipo de manifestação física; não obstante seja possível delinear ocorrências isoladas ou caracterizar micro-climas em poucas regiões do globo. O elevado grau de liberdade, tanto das variações físicas inerentes ao próprio evento da precipitação e de outros a ela associadas; como das escalas de tempos relativamente pequenos; e, o fato de nem sempre ocorrerem com dependências associadas a fatores físicos locais, por exemplo, a topografia é que torna mais difícil a sua caracterização e representam os fatores que dificultam sobremaneira a realização do seu estudo.

Algumas características de eventos relacionados com as precipitações intensas ocorridas após o ano 2000, podem ser delineadas utilizando os dados das Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) do Instituto Nacional de Meteorologia. Muito embora não se disponha de registros históricos coletados durante longo prazo, elas são disponíveis com um volume razoável para proceder a uma avaliação parcial e de suporte às simulações de alguns dos eventos mais intensos ocorridos no período em consideração.

---



Muito embora o Instituto de Meteorologia conte atualmente com a rede EMA constituída por cerca de uma centena de estações automáticas, as análises realizadas abordam apenas 59 dessas estações. Essa redução no número de estações se deve, por um lado, por terem sido instaladas após a data inicial pré-estabelecida para análise (60 meses); e por outro, visto apresentarem, por alguma razão, lacunas na série temporal das observações. Na Tabela 6.1 são apresentadas cada uma das estações EMA, com suas correspondentes altitudes e coordenadas geográficas dos pontos de instalação. Face à dificuldade de citar textualmente cada uma delas, associada ao nome do local da instalação, doravante adotar-se á a referência da designação numérica da estação (N), conforme apresentado na Tabela 6.1. Na Figura 6.1 são apresentados os locais onde se encontram instaladas as EMA consideradas nas análises.

Tabela 6.1: Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia

N	EMA	Local	Conselho / Distrito	Latitude (°)	Longitude (°)	Altitude (m)
1	511	Angra do Heroísmo / Observatorio	Angra do Heroísmo / Açores	38,25	-27,76	90
2	562	Beja	Beja / Beja	38,02	-7,87	246
3	575	Bragança / C. C.	Bragança / Bragança	41,80	-6,73	691
4	531	Cabo Carvoeiro / Farol	Peniche / Leiria	39,35	-9,40	32
5	570	Castelo Branco / C. C.	Castelo Branco/Castelo Branco	39,83	-7,48	386
6	558	Evora / C. C.	Evora / Évora	38,53	-7,88	245
7	554	Faro / Aeroporto	Faro / Faro	37,02	-7,97	8
8	501	Flores / Aeroporto	Açores / Açores	39,45	-7,13	29
9	522	Funchal / Observatorio	Madeira / Madeira	32,63	-16,90	58
10	506	Horta/Observ.Pcpe. Alberto Monaco	Açores / Açores	38,52	-4,63	60
11	535	Lisboa / Geofísico	Lisboa / Lisboa	38,72	-9,15	77
12	568	Penhas Douradas / Observatório	Manteigas / Guarda	40,42	-7,55	1380
13	512	Ponta Delgada / Nordela	Ponta Delgada / Açores	37,73	-1,70	79
14	571	Portalegre / C. C.	Portalegre / Portalegre	39,28	-7,42	597
15	524	Porto Santo / Aeroporto	Madeira / Madeira	33,01	-16,35	82
16	533	Sagres / Quartel da Marinha	Vila do Bispo / Faro	37,00	-8,95	25
17	541	Sines / Monte dos Chaos	Sines / Setúbal	37,95	-8,47	99
18	543	Viana do Castelo / C. C.	Viana Castelo / Viana Castelo	41,70	-8,80	16
19	567	Vila Real / C. C	Vila Real / Vila Real	41,27	-7,73	562
20	776	Alccer do Sal / Barro-sinha	Alccer do Sal / Setubal	38,37	-8,48	29
21	812	Alvega	Abrantes / Santarem	39,47	-8,05	51
22	705	Anadia Est.Vitivinic.da Bairrada	Anadia / Aveiro	40,43	-8,43	45



Tabela 6.1: Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia

23	824	Avis/Benavila (Esc. Abreu Callado)	Avis / Portalegre	39,01	-7,87	150
24	766	Barreiro / Lavradio (Quimigal)	Barreiro / Setubal	38,68	-9,05	6
25	765	Cabo Raso / Farol	Cascais / Lisboa	38,72	-9,48	6
26	619	Cabril/ S.Lourenco	Montalegre / Vila Real	41,72	-8,02	585
27	867	Castro Marim / Res. Nac. do Sapal	Castro Marim / Faro	41,75	-8,05	5
28	864	Castro Verde/Neves Corvo	Castro Verde / Beja	37,58	-7,97	225
29	835	Elvas / Est. Melhoria-mento Plantas	Elvas / Portalegre	38,88	-7,15	208
30	837	Estremoz / Techocas	Estremoz / Évora	38,87	-7,52	366
31	683	Guarda	Guarda / Guarda	40,53	-7,27	1020
32	720	Leiria / Barosa – ETAR	Leiria / Leiria	39,75	-8,83	24
33	635	Miranda do Douro	Miranda do Douro / Bragança	41,51	-6,28	693
34	734	Santarem Fonte Boa(Est.Zootecnica)	Santarem / Santa-rém	39,20	-8,73	73
35	739	Torres Vedras / Dois Portos	Torres Vedras / Lisboa	39,03	-9,18	110
36	726	Alcobaca/Est.Frut.Vieira Natividade	Alcobaca / Leiria	39,52	-8,97	38
37	783	Alvalade / Est. Rega-dio	Santiago do Cacem / Setúbal	37,95	-8,40	61
38	850	Amareleja	Moura / Beja	38,22	-7,22	192
39	702	Aveiro / Universidade	Aveiro / Aveiro	40,63	-8,67	5
40	622	Braga / Merelim	Braga / Braga	41,58	-8,42	7 4
41	616	Chaves / Aeródromo	Chaves / V.Real	41,72	-7,47	360
42	744	Coruche/Estação .Re-gadio I.N.I.A.	Coruche / Santa-rém	38,95	-8,53	25
43	687	Covilhão / Aerodromo	Covilha /Castelo Branco	40,25	-7,48	414
44	579	Lisboa / Gago Couti-nho	Lisboa / Lisboa	38,77	-9,15	104
45	863	Martola / Vale For-moso	Martola / Beja	37,75	-7,55	190
46	632	Mirandela	Mirandela / Bra-gança	41,52	-7,20	250
47	637	Mogadouro	Mogadouro / Bra-gança	41,33	-6,73	644
48	605	Monção / Valinha	Monção / Viana Castelo	42,07	-8,38	80
49	611	Montalegre	Montalegre / V. Real	41,82	-7,78	1005
50	577	Odemira / S. Teotonio	Odemira / Beja	37,55	-8,72	119
51	878	Portimão/ Aerodromo	Portimao / Faro	37,12	-8,57	14
52	545	Porto / Pedras Rubras (Aeroporto)	Maia / Porto	41,68	-8,68	69
53	806	Proença-a-Nova / Pista Moitas	Proença Nova / Castelo Branco	39,73	-7,87	379
54	729	Rio Maior / E.T.A.R	Rio Maior / Santa-rém	39,35	-8,93	69
55	800	Sabugal / Martim Rei	Sabugal / Guarda	41,25	-7,03	858

Tabela 6.1: Estações Meteorológicas Automáticas (EMA) -Instituto de Meteorologia

56	770	Setubal / Estação de Fruticultura	Setúbal / Setúbal	38,52	-8,90	35
57	724	Tomar / Valdona	Tomar / Santarém	39,60	-8,37	75
58	666	Trancoso / Bandarra	Trancoso / Guarda	40,78	-7,37	850
59	560	Viseu / C. C.	Viseu / Viseu	40,20	-7,88	644

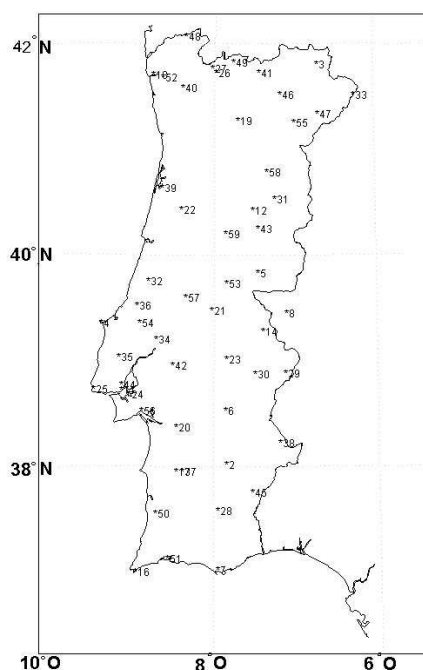


Figura 6.1: Estações EMA/IM

A escala de tempo de armazenamento dos resultados do processamento de um modelo numérico de previsão depende essencialmente do que se deseja analisar. Entretanto, excluindo os que são parametrizados – por apresentar variáveis com escalas de tempos muito curtos ou aquelas com escalas espaciais menores que os da resolução da grade do modelo – o interesse pode recair sobre fenômenos cuja escala de tempo depende da dinâmica dos sistemas atmosféricos, mas que apresentam, por exemplo, poucas variações temporais a cada passo de integração do modelo. A água precipitável pode, em particular, ser determinada nos pontos de grade do modelo e diagnosticada a cada passo de integração do modelo. Entretanto, como é impraticável proceder ao armazenamento dos resultados dos processamentos do modelo a cada passo de tempo de integração – para posterior análise – é necessário determinar uma escala de tempo idealizada, praticável e adequada para análise dos campos de suas variações.

A escala de tempo para o acompanhamento das variações temporais, da distribuição espacial da água precipitável, associados com os eventos que ocorrem em escala sinótica que produzem precipitações intensas, é avaliada pelas análises dos regimes de precipitações que ocorreram em Portugal, durante o período de 2000 a 2005. Ressalta-se que essa avaliação foi feita por ser igualmente importante para fins práticos, visto que geralmente o setor econômico e social tem grande interesse nas previsões das precipitações e, por conseguinte, nas informações sobre as ocorrências em escalas de tempo igualmente compatíveis com suas necessidades. Em adição, como os modelos numéricos podem eventualmente produzir valores

numéricos questionáveis, a avaliação das ocorrências das máximas precipitações é importante por permitir obter detalhes sobre os possíveis valores extremos que se pode esperar em uma previsão de precipitação em Portugal.

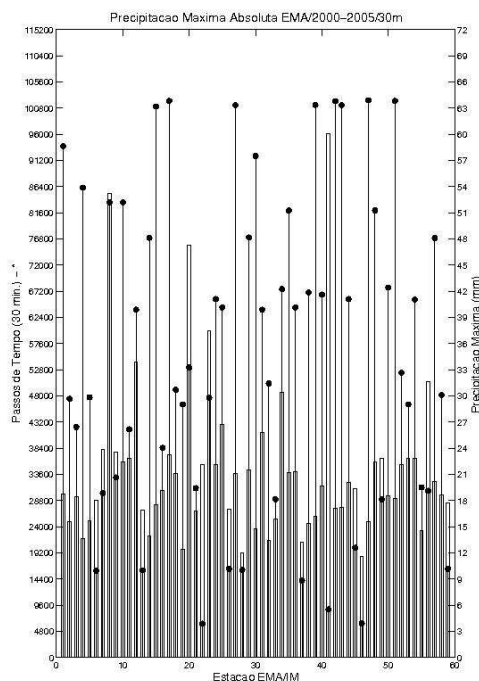


Figura 6.2: Precipitação Máxima Absoluta de 30 em 30 minutos 2000-2005

Na Figura 6.2 são apresentadas precipitações máximas registradas, em cada EMA, durante os anos de 2000 a 2005, determinadas com dados coletados em intervalos de 30 em 30 minutos. No eixo horizontal é indicado o número da EMA, cuja identificação e localização é apresentada na Tabela 6.1 e Figura 6.1. No eixo vertical do lado esquerdo o passo de tempo segue uma formulação onde, cada 30 minutos é acrescido de uma unidade a partir das 00 horas do dia 01 de Janeiro de 2000. O passo de tempo da ocorrência da máxima precipitação acumulada é dado pelo valor que a linha vertical com um \* na extremidade da plotagem gráfica apresenta nesse eixo. No eixo vertical do lado direito é apresentada a precipitação, em mm, cujo valor é dado pelas alturas das barras verticais. Muito embora os pontos de coleta de dados apresentem uma resolução espacial da ordem de 50 km; ou seja, EMA aproximadamente distantes umas das outras em cerca de 50 km, nota-se claramente que as ocorrências das máximas precipitações, acumuladas em 30 minutos, não apresentam praticamente nenhuma relação claramente visível entre suas ocorrências nas diferentes Estações de coleta. A Estação de número 41, do Aeródromo de Chaves-Vila Real, foi a que registrou o maior valor, de 60,10 mm de precipitação em 30 minutos, em 3 de julho de 2000 à 1 hora e 10 minutos. Esse valor máximo foi seguido pelas precipitações ocorridas no Aeroporto de Flores, nos Açores, com 53,20 mm, em 5 de Outubro de 2004; e, pela estação 20, de Alcer do Sal, Barrozinha – Setúbal, com 47,30 mm em 13 de Janeiro de 2003.

A Tabela 6.2 apresenta, além dos valores da precipitação máxima acumulada, para cada EMA, o número de estações meteorológicas que apresentavam precipitação no mesmo instante,

juntamente com a soma das precipitações acumuladas em 30 minutos, que foram registradas nesse instante. Os valores de 1 a 6 de “aa” representam, respectivamente, os anos 2000 a 2005; o mm e o dd o mês e o dia; e hhh multiplicado por 10, o minuto da observação. Ela mostra que as máximas precipitações não foram registradas em um ano em particular conforme indicado pelo total de estações com a máxima precipitação; e, também, não retratam uma considerável diferença em termos de quantidade máxima da precipitação total.

Tabela 6.2: Precipitação Máxima 30/30 minutos – EMA 2000 a 2005

PRECIPITAÇÃO - 30/30 MINUTOS 2000 - 2005 - EMA/IM-PT										
Estação	Data	PPT	# EMA	PPT	ANO					
EMA	aa-mm-dd- hhh	Máxima (mm)	Com PPT	Total (mm)	2000	2001	2002	2003	2004	2005
1	6-05-08-008	18.80	2	21.70						18.80
2	3-09-15-024	15.60	6	22.30			15.60			
3	3-05-31-028	18.50	0	18.50			18.50			
4	5-11-30-032	13.60	11	18.50					13.60	
5	3-09-21-024	15.70	13	36.70			15.70			
6	1-11-28-027	18.00	4	25.10	18.00					
7	2-09-21-024	23.90	26	47.20					23.90	
8	5-10-05-032	<b>53.20</b>	3	53.90		53.20				
9	2-11-19-024	23.60	0	23.60					23.60	
10	5-10-05-028	22.40	4	29.60					22.40	
11	3-05-22-024	22.80	9	24.90			22.80			
12	4-08-22-028	33.90	1	35.50	33.90					
13	1-11-29-022	16.90	8	21.70					16.90	
14	5-05-23-016	14.00	1	14.20					14.00	
15	6-10-07-008	17.50	1	18.10						17.50
16	3-03-12-006	19.20	10	25.60			19.20			
17	6-10-28-008	23.30	22	53.40						23.30
18	3-10-20-014	21.10	23	66.80			21.10			
19	3-08-25-028	12.40	6	15.40			12.40			
20	4-01-13-016	<b>47.30</b>	0	47.30				47.30		
21	2-10-09-024	16.80	2	17.10		16.80				
22	1-05-09-020	22.10	15	41.70	22.10					
23	3-09-21-020	37.50	12	46.30			37.50			
24	4-10-02-000	22.10	21	58.80				22.10		
25	4-08-31-008	26.70	1	26.80				26.70		
26	1-12-05-014	17.00	10	25.20	17.00					
27	6-10-12-008	21.10	18	39.70						21.10
28	1-12-01-007	12.00	24	51.80	12.00					
29	5-05-24-024	21.50	2	23.10					21.50	
30	6-04-01-028	14.80	2	15.10						14.80
31	4-08-22-028	25.80	1	27.40				25.80		
32	3-11-13-018	13.40	15	23.50			13.40			
33	2-08-28-022	15.90	0	15.90		15.90				
34	4-11-09-020	30.40	16	45.30				30.40		
35	5-09-04-016	21.20	4	21.70					21.20	
36	4-08-31-008	21.30	1	21.40					21.30	
37	1-10-20-014	13.20	31	65.90	13.20					
38	4-10-27-028	15.40	9	25.50				15.40		
39	6-10-13-016	16.20	1	16.30						16.20
40	4-10-19-004	19.70	10	23.40				19.70		
41	1-07-03-007	<b>60.10</b>	5	73.20	60.10					
42	6-10-27-016	17.10	21	31.50						17.10
43	6-10-12-012	17.20	20	48.90						17.20
44	4-10-02-000	20.10	21	62.50				20.10		

Tabela 6.2: Precipitação Máxima 30/30 minutos – EMA 2000 a 2005

45	2-02-23-024	19.40	4	21.50		19.40				
46	1-05-10-022	11.60	5	13.20	11.60					
47	6-10-30-024	15.60	24	31.00						15.60
48	5-09-04-024	22.40	2	24.30					22.40	
49	2-08-27-024	22.80	1	23.20		22.80				
50	4-11-15-012	18.60	23	105.10				18.60		
51	6-10-28-008	18.20	22	47.70						18.20
52	3-12-24-008	22.10	10	36.60			22.10			
53	3-08-25-024	22.80	1	26.00			22.80			
54	4-09-30-000	22.80	9	30.50				22.80		
55	2-10-12-016	14.60	4	19.10		14.60				
56	2-09-29-006	31.60	15	42.70		31.60				
57	5-05-22-020	20.20	0	20.20					20.20	
58	3-09-30-032	18.70	10	27.70			18.70			
59	1-12-05-018	17.70	6	28.80	17.70					
Total de Estações com PPT Máxima					9	7	12	10	11	10
Máxima Precipitação Total (mm)					205.60	174.30	239.80	248.90	221.00	179.80

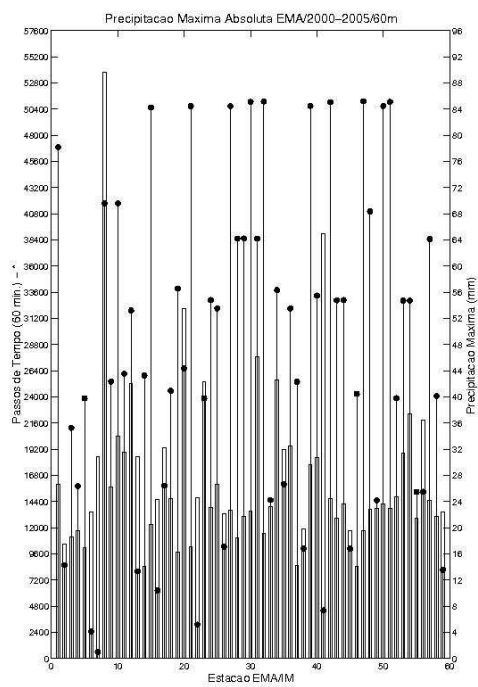


Figura 6.3: Precipitação Máxima Absoluta de 60 em 60 minutos 2000-2005

Na Figura 6.3 , à semelhança do que foi apresentado para dados coletados de 30 em 30 minutos, acima descrito, são apresentadas precipitações máximas registradas, em cada EMA, no período de 2000 a 2005, em intervalos de 60 em 60 minutos. Nesse caso, o eixo vertical do lado esquerdo o passo de tempo é acrescido de uma unidade para cada 60 minutos. Aqui também, não há nenhuma relação aparente entre as ocorrências de máximos nas diferentes estações de observação. Muito embora o registro de dados não seja longo suficiente para se poder afirmar, fato é que, ao que tudo indica, os sistemas meteorológicos que produzem as precipitações intensas em diferentes locais de Portugal dependem muito mais de seus desenvolvimentos antes

de atingir o local da ocorrência da máxima precipitação. Essa afirmação, entretanto, não exclui a possibilidade da topografia local prover a devida contribuição no desenvolvimento do sistema; porém não como aquela que produz a maior contribuição à ocorrência da máxima precipitação. As três estações que apresentam maiores precipitações de 30 em 30 minutos são também as que apresentaram nos registros de 60 em 60 minutos; também, nas mesmas datas de suas ocorrências. Entretanto, a estação de número 8 foi a que apresenta maior valor, de 89,6 mm (53,2); seguido pela estação 41, com 64,9 mm (60,1) e a 20 com 53,5 mm (47,3). Note que não houve uma persistência na precipitação máxima que ocorreram em 30 minutos; pois, se esse fosse o caso as precipitações máximas deveriam ter os valores indicados entre parênteses duplicado.

A Tabela 6.3 apresenta, além dos valores da precipitação máxima de cada EMA, com registros acumulados de 60 em 60 minutos. Nota-se que as máximas precipitações, como nos registros da Tabela 6.2, não foram registradas em um ano em particular conforme indicado pelo total de estações com a máxima precipitação. Revela simplesmente que o ano de 2004 foi a que registrou menor número de estações com registros de precipitação. O ano de 2003 apresenta 12 estações com valores máximos, que acumularam 381,40 mm de precipitação em 60 minutos; ou seja, cerca de 31,8 mm como média, o que representa um valor razoavelmente grande na amostragem. O ano de 2000 apresentou um valor acumulado bem menor, de 237,6 mm. Entretanto, como ocorreram valores máximos apenas em 8 estações, conta com um valor médio de 29,7 mm; portanto não muito distinto do ano de 2003.

Tabela 6.3: Precipitação Máxima 60/60 minutos – EMA 2000 a 2005

PRECIPITAÇÃO - 60/60 MINUTOS 2000 - 2005 - EMA/IM-PT										
Estação	Data	PPT	#	PPT	ANO					
EMA	aa-mm-dd-hhh	Máxima (mm)	com PPT	Total (mm)	2000	2001	2002	2003	2004	2005
1	6-05-08-004	26.60	2	34.00						26.60
2	1-12-23-013	17.20	22	28.40	17.20					
3	3-05-31-016	18.60	1	18.70			18.60			
4	2-10-20-010	19.50	30	104.00		19.50				
5	3-09-21-016	17.00	13				17.00			
6	1-04-14-000	22.40	26	81.70	22.40					
7	1-01-27-007	30.90	4	32.30	30.90					
8	5-10-05-020	<b>89.60</b>	3	96.00					89.60	
9	3-11-24-012	26.20	28	45.30			26.20			
10	5-10-05-016	34.00	4	35.70					34.00	
11	3-12-24-020	31.60	4	34.60			31.60			
12	4-08-22-016	42.00	3	57.10				42.00		
13	1-11-29-014	30.90	9	35.50	30.90					
14	3-12-17-016	14.10	18	40.10			14.10			
15	6-10-07-004	20.50	1	27.60						20.50
16	1-09-17-000	24.30	0	24.30	24.30					
17	2-10-22-012	32.30	23	58.20		32.30				
18	3-10-20-008	24.40	28	131.10			24.40			
19	4-11-15-004	16.30	26	105.30				16.30		
20	4-01-13-008	<b>53.50</b>	0	53.50				53.50		
21	6-10-12-008	17.10	39	100.50						17.10
22	1-05-09-012	24.60	21	48.00	24.60					
23	3-09-21-012	42.30	19	71.90			42.30			
24	4-10-02-000	23.10	26	139.20				23.10		
25	4-08-31-004	26.70	3	27.00				26.70		
26	2-03-04-004	22.10	24	93.10		22.10				

Tabela 6.3: Precipitação Máxima 60/60 minutos – EMA 2000 a 2005

27	6-10-12-008	22.70	39	122.90						22.70
28	5-05-23-016	18.40	8	35.90					18.40	
29	5-05-24-016	21.80	7	38.80					21.80	
30	6-10-28-004	22.60	27	89.00						22.60
31	5-05-23-016	46.10	8	63.60					46.10	
32	6-10-30-008	19.10	32	112.20						19.10
33	2-08-28-012	23.20	3	32.90		23.20				
34	4-11-09-012	42.60	34	98.40				42.60		
35	2-10-28-016	32.00	4	35.20		32.00				
36	4-08-31-004	32.50	3	32.80				32.50		
37	3-11-22-022	14.30	22	45.80			14.30			
38	2-02-23-016	19.80	7	57.60		19.80				
39	6-10-13-008	29.60	4	30.90						29.60
40	4-10-19-000	30.80	20	53.50				30.80		
41	1-07-03-003	<b>64.90</b>	6	96.40	64.90					
42	6-10-27-008	24.50	28	68.30						24.50
43	4-10-01-004	21.50	28	63.30				21.50		
44	4-10-02-000	23.60	26	130.90				23.60		
45	2-02-23-016	19.60	6	37.80		19.60				
46	3-10-08-012	14.10	13	57.30			14.10			
47	6-10-30-016	19.50	22	60.10						19.50
48	5-09-04-016	22.80	9	63.30					22.80	
49	2-08-27-014	22.90	6	41.00		22.90				
50	6-10-12-008	23.60	39	119.90						23.60
51	6-10-28-004	23.00	27	88.40						23.00
52	3-09-22-000	24.80	9	28.30			24.80			
53	4-09-30-004	31.40	26	95.20				31.40		
54	4-09-30-000	37.40	13	48.60				37.40		
55	2-09-29-000	21.50	15	41.40		21.50				
56	2-09-29-004	36.40	19	83.20		36.40				
57	5-05-22-012	24.20	2	25.90					24.20	
58	3-09-30-020	21.80	18	51.00			21.80			
59	1-12-05-011	22.40	14	41.30	22.40					
Total de Estações com PPT Máxima					8	10	11	12	7	11
Máxima Precipitação Total (mm)					237.60	249.30	249.20	381.40	256.90	248.80

Tabela 6.4: Precipitação Máxima 120/120 minutos – EMA

PRECIPITAÇÃO - 120/120 MINUTOS 2000 - 2005 - EMA/IM-PT										
Estação	Data	PPT	# EMA	PPT	ANO					
EMA	aa-mm-dd- hhh	Máxima (mm)	com PPT	Total (mm)	2000	2001	2002	2003	2004	2005
1	6-05-08-004	33.50	3	38.30						33.50
2	4-09-30-004	25.20	27	85.00				25.20		
3	1-12-06-011	24.80	23	157.70	24.80					
4	5-11-30-008	28.30	17	57.00					28.30	
5	1-12-06-010	26.90	26	227.20	26.90					
6	1-04-14-000	25.20	32	124.60	25.20					
7	1-01-27-004	31.70	6	34.60	31.70					
8	5-10-05-000	<b>98.60</b>	2	99.00					98.60	
9	3-11-24-006	38.40	32	72.60			38.40			
10	5-10-05-008	43.50	6	47.40					43.50	
11	3-12-24-000	37.10	4	52.20			37.10			
12	4-08-22-008	44.10	3	59.20				44.10		

Tabela 6.4: Precipitação Máxima 120/120 minutos – EMA

13	1-11-29-007	50.30	16	58.10	50.30					
14	6-10-28-000	16.10	32	108.70						16.10
15	2-11-18-000	24.80	4	28.10		24.80				
16	4-10-25-000	36.90	17	122.20				36.90		
17	6-10-28-000	35.60	32	114.70						35.60
18	3-10-20-004	32.20	31	200.60			32.20			
19	4-11-15-000	22.30	26	99.90				22.30		
20	4-01-13-004	<b>62.20</b>	6	62.80				62.20		
21	6-10-12-004	21.40	43	228.70						21.40
22	1-05-09-006	24.60	28	72.20	24.60					
23	3-09-21-006	47.30	27	108.70			47.30			
24	4-10-02-000	37.90	36	262.90				37.90		
25	4-08-31-000	26.70	0	26.70				26.70		
26	2-03-04-004	32.20	29	186.70		32.20				
27	6-10-12-004	33.70	44	262.10						33.70
28	5-05-23-008	18.40	13	91.40					18.40	
29	5-05-24-008	40.30	9	69.00					40.30	
30	6-10-28-000	25.90	32	117.60						25.90
31	5-05-23-008	46.10	13	91.40					46.10	
32	4-02-26-004	27.20	32	118.60				27.20		
33	2-08-28-008	23.30	5	42.50		23.30				
34	4-11-09-008	<b>62.20</b>	34	129.10				62.20		
35	2-10-28-008	34.50	5	41.60		34.50				
36	4-08-31-004	35.00	27	104.70				35.00		
37	1-12-06-008	19.60	27	136.00	19.60					
38	2-02-06-000	27.50	18	107.10		27.50				
39	6-10-13-004	29.60	5	34.70						29.60
40	4-10-19-000	32.40	28	67.30				32.40		
41	1-07-03-002	<b>64.90</b>	12	107.30	64.90					
42	6-10-27-004	31.80	39	154.90						31.80
43	6-10-27-008	29.80	40	242.30						29.80
44	4-10-02-000	27.20	36	262.90				27.20		
45	1-12-21-011	25.70	23	83.20	25.70					
46	4-06-29-008	21.00	26	81.40				21.00		
47	2-10-12-008	24.70	12	50.00		24.70				
48	5-09-04-008	33.70	14	103.00					33.70	
49	2-08-27-008	22.90	7	48.00		22.90				
50	6-10-12-004	27.80	43	228.70						27.80
51	4-11-24-000	38.70	20	65.90				38.70		
52	2-10-22-004	38.00	32	217.70		38.00				
53	4-09-30-000	38.90	24	123.40				38.90		
54	4-09-30-000	57.80	24	123.40				57.80		
55	6-10-27-008	29.60	40	220.90						29.60
56	2-09-29-002	56.90	26	165.80		56.90				
57	5-05-22-008	24.30	2	25.80					24.30	
58	3-09-30-010	35.10	27	96.60			35.10			
59	1-12-01-000	32.40	30	199.30	32.40					
Total de Estações com PPT Máxima					10	9	5	16	8	11
Máxima Precipitação Total (mm)					326.1	284.8	190.1	595.7	333.2	314.80

Tabela 6.5: Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005

PRECIPITAÇÃO - 720/720 MINUTOS 2000 - 2005 - EMA/IM-PT										
Estação	Data	PPT	# EMA	PPT	ANO					



Tabela 6.5: Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005

EMA	aa-mm-dd-hhh	Máxima (mm)	com PPT	Total (mm)	2000	2001	2002	2003	2004	2005
1	6-05-08-000	57.40	3	95.70						57.40
2	1-12-21-001	50.60	37	658.80	50.60					
3	3-09-16-000	58.60	35	401.10			58.60			
4	3-11-14-000	37.70	43	422.00			37.70			
5	1-12-06-001	57.90	34	767.10	57.90					
6	2-09-29-000	39.80	43	518.60		39.80				
7	2-09-21-000	52.70	41	243.60		52.70				
8	5-10-05-000	110.40	7	179.10					110.40	
9	3-11-24-000	69.00	41	472.00			69.00			
10	5-10-05-000	68.70	7	179.10					68.70	
11	5-01-29-000	79.90	17	105.00					79.90	
12	4-10-31-000	67.90	47	889.30				67.90		
13	1-11-29-001	79.60	23	107.50	79.60					
14	6-10-28-000	44.10	50	600.70						44.10
15	2-11-18-000	72.90	21	134.60		72.90				
16	2-12-11-000	46.10	25	262.50		46.10				
17	6-10-28-000	66.90	50	600.70						66.90
18	6-10-19-000	65.20	8	77.40						65.20
19	2-03-21-000	54.40	26	421.40		54.40				
20	6-10-28-000	69.40	50	600.70						69.40
21	1-10-20-000	43.10	49	824.60	43.10					
22	6-10-30-000	43.30	45	884.20						43.30
23	3-09-21-000	60.30	36	351.00			60.30			
24	1-11-22-000	47.00	39	640.80	47.00					
25	4-08-31-000	40.10	33	241.90				40.10		
26	2-01-05-000	98.70	33	448.00		98.70				
27	6-10-12-000	66.10	47	705.10						66.10
28	1-12-21-001	34.00	37	658.80	34.00					
29	5-05-24-000	46.90	22	104.40					46.90	
30	5-10-27-000	39.60	49	1600.70					39.60	
31	6-10-27-000	72.80	48	453.00						72.80
32	1-04-03-001	42.00	47	292.30	42.00					
33	6-10-27-000	44.50	49	437.90						44.50
34	4-11-09-000	62.40	43	300.40				62.40		
35	1-04-01-001	51.20	52	699.10	51.20					
36	1-05-05-001	56.10	42	269.30	56.10					
37	4-10-25-000	55.10	39	635.80				55.10		
38	2-02-23-000	39.90	16	72.40		39.90				
39	2-02-06-000	53.20	26	538.70		53.20				
40	5-03-11-000	54.00	22	59.30					54.00	
41	1-07-03-000	65.40	34	278.20	65.40					
42	6-10-27-000	46.40	48	393.40						46.40
43	5-10-27-000	82.00	49	1600.70					82.00	
44	5-01-29-000	64.70	17	89.70					64.70	
45	1-12-21-001	68.00	37	658.80	68.00					
46	4-06-29-000	41.90	13	146.50				41.90		
47	6-10-27-000	49.60	49	443.00						49.60
48	2-10-22-000	66.90	38	620.10		66.90				
49	2-03-20-000	77.30	28	307.90		77.30				
50	5-10-27-000	46.90	49	1600.70					46.90	
51	4-11-24-000	111.40	31	392.90				111.40		
52	4-01-18-000	68.50	27	282.60				68.50		
53	4-09-30-000	53.90	50	642.20				53.90		
54	4-09-30-000	68.80	50	642.20				68.80		
55	6-10-27-000	65.10	48	453.80						65.10

Tabela 6.5: Precipitação Máxima 720/720 minutos – EMA 2000 a 2005

56	2-09-29-000	103.60	43	518.60		103.60				
57	5-10-27-000	52.60	49	1600.70					52.60	
58	5-10-27-000	69.20	49	1600.70					69.20	
59	2-02-06-000	60.30	26	538.70		60.30				
Total de Estações com PPT Máxima				11	12	4	9	11	12	
Máxima Precipitação Total (mm)				594.90	765.80	225.60	570.00	714.90	690.80	

Na Tabela 6.6 é apresentado um quadro resumo das datas e dos valores das ocorrências das precipitações máximas registradas pelas estações de observação e no lado direito, o X no ano indica que houve coincidência da ocorrência no mesmo dia. No total houve apenas 13 coincidências de ocorrências de precipitação máxima, com maiores coincidências (3) nos últimos três anos, conforme indicado na parte inferior da Tabela. Essas coincidências foram maiores durante o período da Estação do Outono (meses 9, 10, 11), com 9 coincidências, comparados com duas coincidências que ocorreram na Primavera (meses 3, 4, 5) e no Verão (meses 6, 7, 8). Não foram registradas coincidência alguma durante o período de Inverno. Os valores assinalados em **negrito** são os que apresentam os maiores valores de precipitação. As precipitações que ocorrem durante o Outono, em Portugal, resultam de frentes oceânicas que, normalmente, já apresentam com desenvolvimentos ciclônicos razoáveis, ao passar nas proximidades das Ilhas dos Açores. O sistema normalmente evolui ao avançar na direção E-NE até atingir o continente; não se dissipam completamente sobre o Oceano e trazem frequentemente precipitações mais intensas comparadas com as que resultam de frentes frias que apresentam a circulação que se propaga na direção N-NO, mais comumente durante o Inverno e que não produzem grandes precipitações, embora persistentes, sobre Portugal Continental. Durante o período da Primavera até mesmo o Outono, as ondas de leste que formam ao longo da região entre os desertos do Norte da África e o úmido, mas não muito quente ar das savanas do sul, faz com que a massa de ar do Mediterrâneo seja impelida para Oeste. Assim, tendo em vista que a o Mediterrâneo Ocidental, com sua topografia relativamente montanhosa, apresenta condições de confinar as baixas que se propagam com seus sistemas frontais (Gangoiti et al., 2001). A origem das massas de ar sobre a parte Oeste de Portugal é altamente influenciada pelos sistemas de alta pressão da Ilha dos Açores que está localizado no Oceano Atlântico, e que se intensifica durante a estação quente, induzindo condições de gradientes de pressão bem fracos sobre toda região. Essa massa de ar, ao encontrar a massa de ar mais fria da circulação ciclônica das proximidades das Ilhas dos Açores produzem frequentemente intensas precipitações, resultantes do fortalecimento dos sistemas convectivos de mesoescala sobre o Oceano. Esse sistema contribui, também, ao desenvolvimento de sistemas convectivos de mesoescala nas vizinhanças da metade Sul da fronteira Portugal-Espanha, fazendo com que elas se propaguem para Oeste e produzam precipitações, embora moderadas, sobre Portugal.

Tabela 6.6: precipitação Máxima Absoluta 2000-2005

PRECIPITAÇÃO MÁXIMA 30-60-120-720 MINUTOS 2000 - 2005 - EMA/IM-PT														
Estação	30/30 minutos		60/60 minutos		120/120 minutos		720/720 minutos							
EMA	Data	PPT	Data	PPT	Data	PPT	Data	PPT	ANO					
	aa-mm-dd-hhh	mm	aa-mm-dd-hhh	mm	aa-mm-dd-hhh	Mm	aa-mm-dd-hhh	mm	00	01	02	03	04	05
1	6-05-08-008	18.80	6-05-08-004	26.60	6-05-08-004	33.50	6-05-08-000	57.40						X

Tabela 6.6: precipitação Máxima Absoluta 2000-2005

2	3-09-15-024	15.60	1-12-23-013	17.20	4-09-30-004	25.20	1-12-21-001	50.60						
3	3-05-31-028	18.50	3-05-31-016	18.60	1-12-06-011	24.80	3-09-16-000	58.60						
4	5-11-30-032	13.60	2-10-20-010	19.50	5-11-30-008	28.30	3-11-14-000	37.70						
5	3-09-21-024	15.70	3-09-21-016	17.00	1-12-06-010	26.90	1-12-06-001	57.90						
6	1-11-28-027	18.00	1-04-14-000	22.40	1-04-14-000	25.20	2-09-29-000	39.80						
7	2-09-21-024	23.90	1-01-27-007	30.90	1-01-27-004	31.70	2-09-21-000	52.70						
8	5-10-05-032	<b>53.20</b>	5-10-05-020	<b>89.60</b>	5-10-05-000	<b>98.60</b>	5-10-05-000	<b>110.40</b>					<b>X</b>	
9	2-11-19-024	23.60	3-11-24-012	26.20	3-11-24-006	38.40	3-11-24-000	69.00						
10	5-10-05-028	22.40	5-10-05-016	34.00	5-10-05-008	43.50	5-10-05-000	68.70					<b>X</b>	
11	3-05-22-024	22.80	3-12-24-020	31.60	3-12-24-000	37.10	5-01-29-000	79.90						
12	4-08-22-028	33.90	4-08-22-016	42.00	4-08-22-008	44.10	4-10-31-000	67.90						
13	1-11-29-022	16.90	1-11-29-014	30.90	1-11-29-007	50.30	1-11-29-001	79.60	<b>x</b>					
14	5-05-23-016	14.00	3-12-17-016	14.10	6-10-28-000	16.10	6-10-28-000	44.10						
15	6-10-07-008	17.50	6-10-07-004	20.50	2-11-18-000	24.80	2-11-18-000	72.90						
16	3-03-12-006	19.20	1-09-17-000	24.30	4-10-25-000	36.90	2-12-11-000	46.10						
17	6-10-28-008	23.30	2-10-22-012	32.30	6-10-28-000	35.60	6-10-28-000	66.90						
18	3-10-20-014	21.10	3-10-20-008	24.40	3-10-20-004	32.20	6-10-19-000	65.20						
19	3-08-25-028	12.40	4-11-15-004	16.30	4-11-15-000	22.30	2-03-21-000	54.40						
20	4-01-13-016	<b>47.30</b>	4-01-13-008	<b>53.50</b>	4-01-13-004	<b>62.20</b>	6-10-28-000	69.40						
21	2-10-09-024	16.80	6-10-12-008	17.10	6-10-12-004	21.40	1-10-20-000	43.10						
22	1-05-09-020	22.10	1-05-09-012	24.60	1-05-09-006	24.60	6-10-30-000	43.30						
23	3-09-21-020	37.50	3-09-21-012	42.30	3-09-21-006	47.30	3-09-21-000	60.30			<b>x</b>			
24	4-10-02-000	22.10	4-10-02-000	23.10	4-10-02-000	37.90	1-11-22-000	47.00						
25	4-08-31-008	26.70	4-08-31-004	26.70	4-08-31-000	26.70	4-08-31-000	40.10				<b>x</b>		
26	1-12-05-014	17.00	2-03-04-004	22.10	2-03-04-004	32.20	2-01-05-000	98.70						
27	6-10-12-008	21.10	6-10-12-008	22.70	6-10-12-004	33.70	6-10-12-000	66.10						<b>X</b>
28	1-12-01-007	12.00	5-05-23-016	18.40	5-05-23-008	18.40	1-12-21-001	34.00						
29	5-05-24-024	21.50	5-05-24-016	21.80	5-05-24-008	40.30	5-05-24-000	46.90					<b>X</b>	
30	6-04-01-028	14.80	6-10-28-004	22.60	6-10-28-000	25.90	5-10-27-000	39.60						

Tabela 6.6: precipitação Máxima Absoluta 2000-2005

31	4-08-22-028	25.80	5-05-23-016	46.10	5-05-23-008	46.10	6-10-27-000	72.80						
32	3-11-13-018	13.40	6-10-30-008	19.10	4-02-26-004	27.20	1-04-03-001	42.00						
33	2-08-28-022	15.90	2-08-28-012	23.20	2-08-28-008	23.30	6-10-27-000	44.50						
34	4-11-09-020	30.40	4-11-09-012	42.60	4-11-09-008	<b>62.20</b>	4-11-09-000	62.40				<b>x</b>		
35	5-09-04-016	21.20	2-10-28-016	32.00	2-10-28-008	34.50	1-04-01-001	51.20						
36	4-08-31-008	21.30	4-08-31-004	32.50	4-08-31-004	35.00	1-05-05-001	56.10						
37	1-10-20-014	13.20	3-11-22-022	14.30	1-12-06-008	19.60	4-10-25-000	55.10						
38	4-10-27-028	15.40	2-02-23-016	19.80	2-02-06-000	27.50	2-02-23-000	39.90						
39	6-10-13-016	16.20	6-10-13-008	29.60	6-10-13-004	29.60	2-02-06-000	53.20						
40	4-10-19-004	19.70	4-10-19-000	30.80	4-10-19-000	32.40	5-03-11-000	54.00						
41	1-07-03-007	<b>60.10</b>	1-07-03-003	<b>64.90</b>	1-07-03-002	<b>64.90</b>	1-07-03-000	65.40	<b>x</b>					
42	6-10-27-016	17.10	6-10-27-008	24.50	6-10-27-004	31.80	6-10-27-000	46.40						<b>X</b>
43	6-10-12-012	17.20	4-10-01-004	21.50	6-10-27-008	29.80	5-10-27-000	82.00						
44	4-10-02-000	20.10	4-10-02-000	23.60	4-10-02-000	27.20	5-01-29-000	64.70						
45	2-02-23-024	19.40	2-02-23-016	19.60	1-12-21-011	25.70	1-12-21-001	68.00						
46	1-05-10-022	11.60	3-10-08-012	14.10	4-06-29-008	21.00	4-06-29-000	41.90						
47	6-10-30-024	15.60	6-10-30-016	19.50	2-10-12-008	24.70	6-10-27-000	49.60						
48	5-09-04-024	22.40	5-09-04-016	22.80	5-09-04-008	33.70	2-10-22-000	66.90						
49	2-08-27-024	22.80	2-08-27-014	22.90	2-08-27-008	22.90	2-03-20-000	77.30						
50	4-11-15-012	18.60	6-10-12-008	23.60	6-10-12-004	27.80	5-10-27-000	46.90						
51	6-10-28-008	18.20	6-10-28-004	23.00	4-11-24-000	38.70	4-11-24-000	<b>111.40</b>						
52	3-12-24-008	22.10	3-09-22-000	24.80	2-10-22-004	38.00	4-01-18-000	68.50						
53	3-08-25-024	22.80	4-09-30-004	31.40	4-09-30-000	38.90	4-09-30-000	53.90						
54	4-09-30-000	22.80	4-09-30-000	37.40	4-09-30-000	57.80	4-09-30-000	68.80				<b>x</b>		
55	2-10-12-016	14.60	2-09-29-000	21.50	6-10-27-008	29.60	6-10-27-000	65.10						
56	2-09-29-006	31.60	2-09-29-004	36.40	2-09-29-002	56.90	2-09-29-000	<b>103.60</b>	<b>x</b>					
57	5-05-22-020	20.20	5-05-22-012	24.20	5-05-22-008	24.30	5-10-27-000	52.60						
58	3-09-30-032	18.70	3-09-30-020	21.80	3-09-30-010	35.10	5-10-27-000	69.20						
59	1-12-05-018	17.70	1-12-05-011	22.40	1-12-01-000	32.40	2-02-06-000	60.30						

Tabela 6.6: precipitação Máxima Absoluta 2000-2005

Total de Estações com PPT Máxima no mesmo dia	2	1	1	3	3	3
---	---	---	---	---	---	---

A análise do regime de precipitação, nas diferentes escalas de tempo, de 30 até 720 minutos, com dados das observações das EMAs mostra a importância de se proceder a previsão do tempo com modelos numéricos, apresentando resultados igualmente compatíveis com essas escalas. A análise dos dados para escalas de tempo menores que 30 minutos revelam que as precipitações acumuladas apresentam concordâncias nas ocorrências que são registradas de 30 em 30 minutos, porém sem a apresentação de regimes de persistências nas ocorrências. Esse fato é o que ocorre, também, quanto à correspondência similar quando se considera intervalos de tempos superiores a 30 minutos. Por conseguinte não há uma escala de tempo de persistência que possa ser idealizada, e estabelecida a priori, para as precipitações intensas que ocorrem em Portugal. Dada a dificuldade de se estabelecer uma escala de tempo, para o acompanhamento do regime de precipitação de curto prazo por modelagem numérica de mesoescala – compatível com os meios de análise, avaliação e apresentação de resultados de modelos de previsão de mesoescala – optou-se por conveniência, em 30 minutos. Mesmo no caso extremo da precipitação observada em 30 minutos; correspondente à uma média de 2 mm em 1 minuto, pode ser considerado como precipitação extremamente elevada para Portugal, e quando dado como previsão de um modelo de mesoescala deve ser considerada perfeitamente passível de ocorrência.

A análise dos eventos de precipitações intensas ocorridas em Portugal possibilitou, em alguma instância dos desenvolvimentos, a realização de estudos diagnósticos de eventos particulares, para a avaliação dos processamentos numéricos do modelo MM5. Os eventos selecionados para a realização de diagnósticos específicos foram determinados a partir das assinaladas por (x) na Tabela 6.6, que correspondem àqueles que registraram ocorrências de máximos valores nos mesmos dias. As ocorrências de 23 a 25 de maio de 2005 foram particularmente selecionadas para discussão e apresentação dos resultados das previsões do modelo, que foram obtidos mediante distintas condições de assimilação de dados.

### 6.3 Advecção de Umidade

A advecção de umidade da atmosfera é comumente analisada em estudos climáticos, considerando valores médios diários em distintas camadas da atmosfera ou de forma integrada na vertical. Esse tipo de análise, de uma forma ou outra, acaba filtrando sinais com pequenas escalas de tempo, que são importantes aos estudos dos fenômenos com curtas escalas de tempo. Mesmo considerando valores médios de um ano, em diferentes horas do dia – por exemplo, de 6 em 6 horas – há uma considerável diferença nas escalas de valores absolutos e dos locais de máxima advecção da umidade. Essas diferenças são – pelo menos sob o ponto de vista da previsão de curto prazo de até 120 horas – muito importantes nas dinâmicas dos processos úmidos da atmosfera e apresenta grande influência na variabilidade da distribuição espacial e temporal da água precipitável da atmosfera.

As variações diurnas da advecção de umidade, nas vizinhanças de Portugal são ilustradas para o ano de 2004 e os níveis de 1000, 925 e 850 hPa, nas Figuras 6.3 a 6.3. As figuras apresentam, propositadamente, distintas escalas de cores designativas dos valores das advecções. Os valores negativos indicam uma convergência,  $\nabla \cdot (\mathbf{V}q)$ . Muito embora a localização e

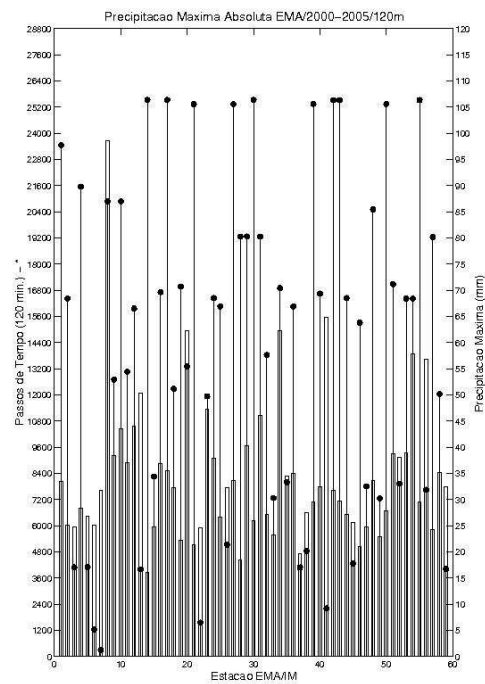


Figura 6.4: Precipitação Máxima Absoluta de 120 em 120 minutos 2000-2005

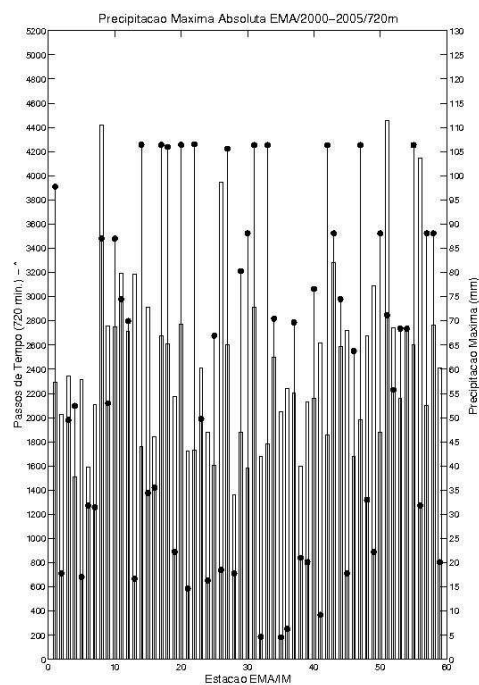


Figura 6.5: Precipitação Máxima Absoluta de 720 em 720 minutos 2000-2005

magnitude sejam distintas, as plotagens gráficas para os anos de 1964 a 2003 também apresentam significativas variações nas escalas de 6 em 6 horas. Durante o dia, na superfície do continente é onde ocorre a maior variação, com os maiores valores às 18:00 UTC e ao Sul de Portugal com valores negativos as 12:00 UTC. No nível de 925 hPa ocorre, também uma inversão de valores, passando para valores positivos, as 18:00 UTC sobre o Oceano Atlântico. O máximo valor é observado as 00:00 UTC, em 850 hPa, no Oceano Atlântico na Latitude da costa Sul de Portugal e Longitude de  $12^\circ$  Oeste; valor esse que se reduz praticamente à metade às 18:00 UTC. Essas Figuras ilustram a importância de se proceder à avaliação dos campos da água precipitável em escalas de tempo menores que 6 horas, quiçá até mesmo nas avaliações climáticas regionais. Como os algoritmos de inferência da água precipitável da atmosfera baseada em sinais GPS pré-supõe que a atmosfera, de um determinado local, apresenta uma distribuição climatológica média da umidade, é importante que se considere essa grande variabilidade espacial e temporal para melhorar a precisão dos dados resultantes.

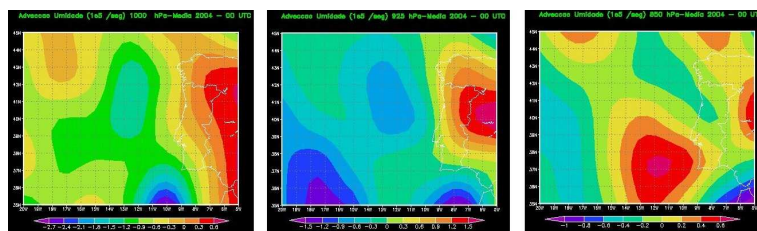


Figura 6.6: Advecção média da umidade em 2004 as 00 UTC em 1000, 925 e 850 hPa.

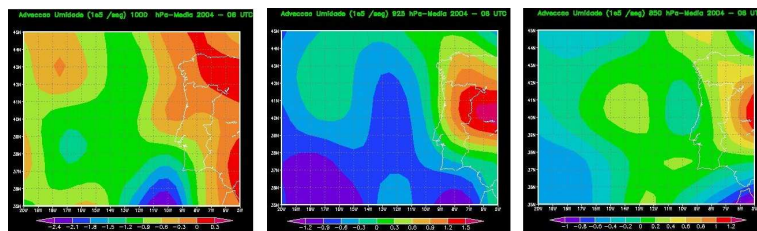


Figura 6.7: Advecção média da umidade em 2004 as 06 UTC em 1000, 925 e 850 hPa.

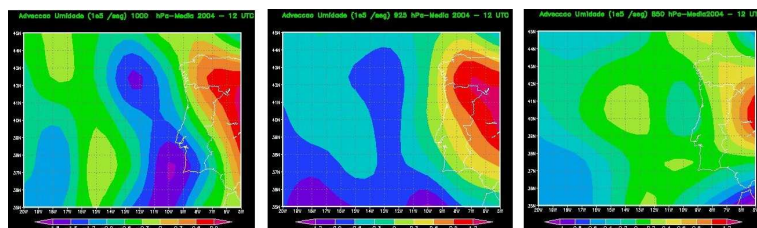


Figura 6.8: Advecção média da umidade em 2004 as 12 UTC em 1000, 925 e 850 hPa.

## 6.4 Situações Sinóticas

A ocorrência dos sistemas mais comumente observados, durante as condições de tempo instável sobre a Península Ibérica, resultam de perturbações atmosféricas de cinturões de baixas pressões sub-polares ou resultantes do desprendimento de vórtices ou depressão pela evolução de um vale depressionário sobre o Oceano Atlântico Norte. O estado do tempo em



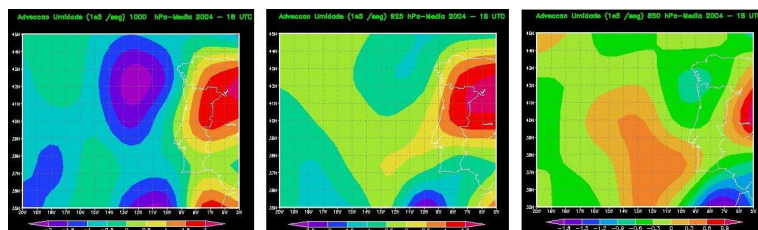


Figura 6.9: Figura 6.9 - Advecção média da umidade em 2004 as 18 UTC em 1000, 925 e 850 hPa.

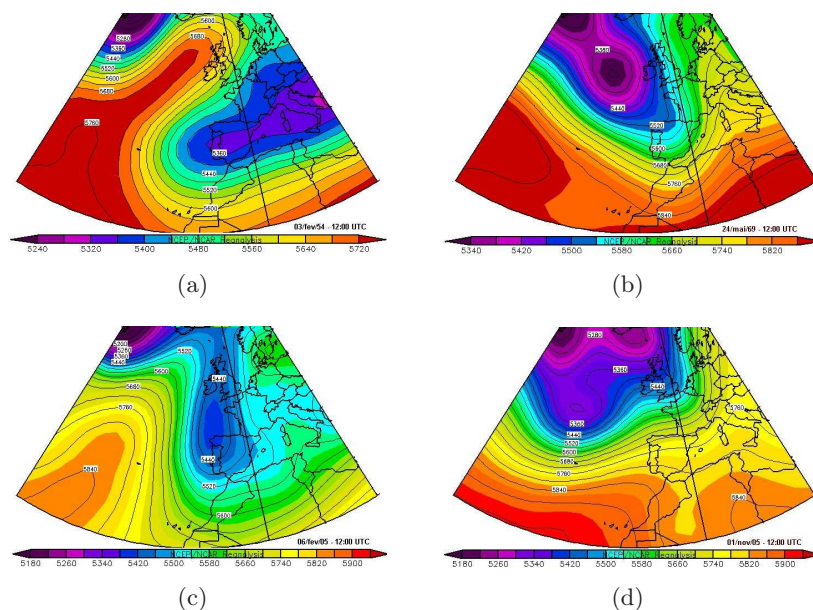


Figura 6.10: Situações sinóticas ciclônicas

Portugal Continental caracteriza-se por muita nebulosidade e precipitação, às vezes intensa e variável e vento moderado a forte de S ou SW. Esses sistemas apresentam características comuns de curvatura ciclônica no campo do geopotencial a 500 hPa. Na superfície ela apresenta uma depressão – com áreas de instabilidade associadas a muita nebulosidade; ventos intensos e dispersas precipitações. Nas Figuras 6.10 a-d são apresentados os campos do geopotencial a 500 hPa, de alguns casos de ocorrências ciclônicas, com escoamentos predominantemente de E, NE, NO, N, E, respectivamente.

Por outro lado, as condições de bom tempo são basicamente determinadas pelas altas pressões que resultam, muitas vezes, do sistema de alta pressão que ocorre sobre o Oceano Atlântico (anticiclone dos Açores); anticiclones centrados a Oeste ou Noroeste da Península Ibérica, ou até mesmo sobre o Mediterrâneo Ocidental, parte meridional peninsular e Norte da África (anticiclone dos Açores, ou anticiclones polares oceânicos); outras altas continentais da Europa Central que, às vezes, se estende desde a Escandinávia, são mais frequentes no inverno e também, embora excepcionalmente na região peninsular Ibérica. Na Figura 6.11 são apresentados alguns tipos de ocorrência desses tipos de circulações, no campo do geopotencial a 500 hPa.



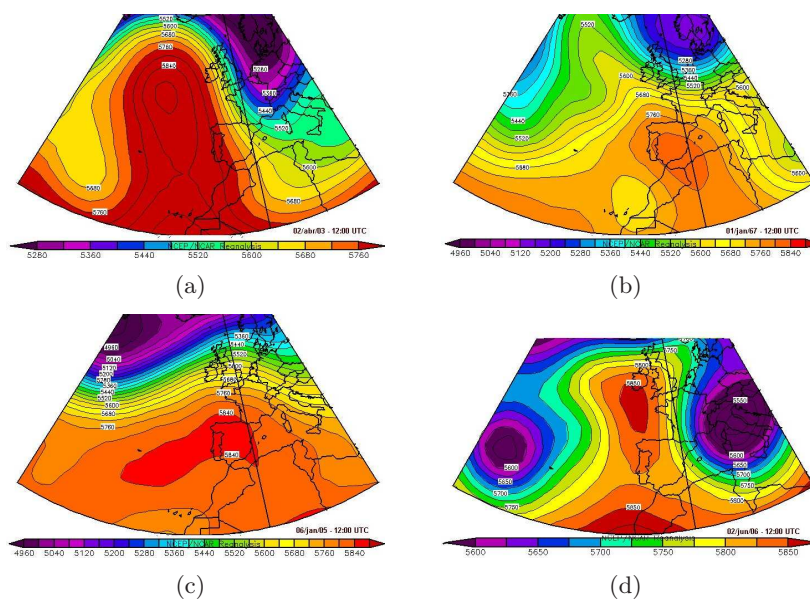


Figura 6.11: Situações sinóticas anticiclônicas

Essas condições anticiclônicas são geralmente associados com bom tempo, com céu claro ou pouca nebulosidade e nuvens estratiformes baixas, e ventos relativamente moderados. O anticiclone aos 500 hPa dá origem a subsidência em altitude, o que impede o desenvolvimento de atividade convectiva, podendo entretanto ocorrer a formação de nuvens baixas e precipitação. Entretanto, dependendo da época do ano, podem induzir a formação de aglomerados de nuvens e precipitações, resultantes de forçantes térmicas e conseqüentemente do desencadeamento e desenvolvimento de atividades convectivas, geralmente muito localizadas.

## Capítulo 7

# SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

A área delimitada para o processamento do modelo é apresentada em três sub-domínios (D01, D02, D03), aninhados uns aos outros, conforme apresentado na Figura 7.1. O domínio D03, cobrindo essencialmente a área de maior interesse, apresenta topografia com vales e montanhas que se destacam pela elevação, praticamente, apenas na metade Norte de Portugal, separada pelo Rio Tejo, apresentando predominantemente com planaltos alongados na direção SW-NE, conforme ilustrado na Figura 7.2. A Serra da Estrela é a que apresenta a maior altitude, com 1993 metros, seguida pela Serra do Gerês com 1554 metros e outras 22 Serras com altitudes superiores a 1000 metros. Ao Sul, até o Algarve é especialmente caracterizado por planícies.

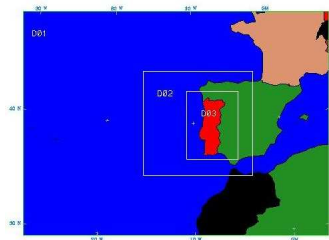


Figura 7.1: Domínios de integração

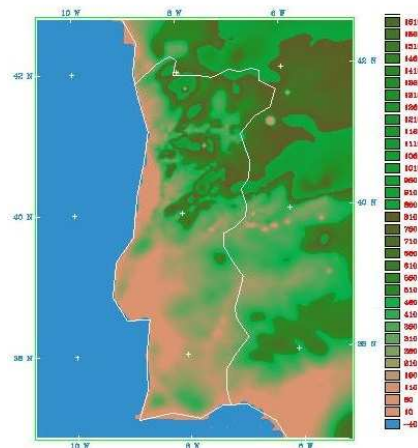


Figura 7.2: Topografia do D3

Na Tabela 7.3 são apresentadas as características das configurações espaciais, bem como a resolução dos dados topográficos utilizados e o passo de tempo, para os três domínios nos processamentos realizados. Ressalta-se que o número de pontos de grade na direção Este-Oeste (E/O) e Norte-Sul (N/S) são referidos, na discretização do modelo e na sua codificação, para um determinado ponto de grade, por (y,x) e (J,I) respectivamente; portanto, inverso da notação simbólica comumente utilizado. O modelo foi configurado para processamento no sistema de projeção Lambert centrado na Latitude de 40 ° N e Longitude 12 ° O.

Tabela 7.1: Configurações básicas do MM5

Domínios	D01	D02	D03
Resolução espacial (km)	54	18	6
Numero de pontos de grade – E/O (y)	42	58	112
Numero de pontos de grade – N/S (x)	57	61	85
Numero de níveis na vertical (camadas)	35 (34)	35 (34)	35 (34)
Resolução da Topografia (TERRAIN) (km)	56	19	4
Passo de tempo na integração (s)	90	30	10

As parametrizações físicas utilizadas nas simulações numéricas com o modelo MM5 estão apresentadas na Tabela 7.2. Esses esquemas foram devidamente selecionados, para os três domínios, após inúmeros experimentos realizados – com as mais diversas combinações de alternativas e foram as que apresentaram os melhores resultados – em alguns casos de precipitações intensas ocorridas em Portugal (Yamasaki and Orgaz 2004).

Tabela 7.2: Parametrizações físicas do MM5

Domínios	D01	D02	D03
Cumulus	Betts-Miller	Betts-Miller	Kain-Fritsch2
Convecção raza	Sim	Sim	Sim
Camada Limite Planetária	MRF	MRF	MRF
Microfísica	Gelo simples	Gelo simples	Reisner
Radiação (cada 30 minutos)	Dudhia	Dudhia	Dudhia
Esquema de Sub Superfície	Sub-solo 5 camadas	Sub-solo 5 camadas	Sub-solo 5 camadas

Nas simulações realizadas os esquemas físicos incluem, portanto, o de gelo simples de Dudhia (Dudhia (1993)) e o de Reisner (Reisner et al. (1989)); esquema de cumulus de Betts (Betts (1986)); Betts e Miller (Betts and Miller (1993)) e Janjic (Janjic (1974)) e de Kain e Fritsch (Kain and Fritsch (1993)), esquema de camada limite planetária MRF ou de Hong-Pan (Hong and Pan (1996)) e esquema de radiação de nuvem de Dudhia (Dudhia (1996)). Os processamentos dos três domínios foram feitos com interação simultânea (two-way) entre as grades, conforme recomendado por Warner and Tantz (1997). Ressalta-se que, embora não seja o caso em questão, Weisman et al. (1997) demonstraram com respeito ao uso desse método, de interação two-way, um ponto fraco quando o modelo for capaz de incorporar a física dos processos convectivos em uma resolução espacial afinada; portanto, quando um esquema de parametrização não é teoricamente necessário. Os efeitos específicos de incorporar esquemas cumulus em uma resolução bem amíu de não estão ainda claramente estabelecidos. Enquanto intuitivamente duas fontes de indução convectiva (parametrização cumulus e processos explícitos decorrentes da alta resolução espacial) podem resultar em chuva realçada,

fato é que elas podem igualmente produzir uma interferência destrutiva pela competição das duas fontes.

As simulações feitas cobrem um período de três dias, sempre iniciados um dia antes do evento da máxima precipitação em uma determinada localidade. Esses casos foram devidamente selecionados, consonante as descrições e as análises dos eventos de precipitação intensa apresentadas no próximo capítulo. Não obstante as simulações tenham sido feitas para os 10 casos, conforme apresentados na Tabela 7.3, a discussão dos resultados é restrita ao evento ocorrido em 24 de Maio de 2004. Isso por que o objetivo principal consiste na apresentação de procedimentos implementados, justamente com a técnica aplicada no processamento e na assimilação dos dados de satélites, bem como das observações convencionais, na produção de previsão de campos de água precipitável da atmosfera e não na fenomenologia da ocorrência individual de cada evento de precipitação intensa. Como a técnica é aplicada de forma semelhante – dependente unicamente das fontes de dados da análise para a inicialização do modelo; da assimilação em quatro dimensões de dados observacionais e das condições de contorno nas re-alimentações durante a integração – justifica-se a restrição à descrição e análise detalhada do citado evento.

Tabela 7.3: Casos de Simulações

Simulações	Data
1	03/07/2000
2	29/11/2000
3	29/09/2001
4	21/09/2002
5	30/09/2003
6	31/10/2003
7	09/11/2003
8	29/01/2004
9	24/05/2004
10	27/10/2005

Nas simulações feitas os parâmetros físicos usados nos esquemas físicos incluem o de gelo simples (Dudhia 1993), esquema de cumulus de Grell ((Grell 1993)), esquema de camada limite planetária de Blackadar ((Blackadar 1979); (Zhang and Anthes 1982)), e esquema de radiação de uma atmosfera simples. Entretanto uma simulação substituiu o esquema de gelo simples pelo de Reisner I (Reisner et al. 1998) e o esquema de cumulus de Grell pelo de Kain-Fritsch ((Kain and Fritsch 1993)). No caso de processamento de quatro domínios, que processa a interação two-way entre as grades, esquemas similares foram usados em todas as grades. Esse é um procedimento recomendado por Warner et al (1997). Um ponto fraco com respeito ao uso desse método é que Weisman et al (1997) demonstrou que o modelo deve ser capaz de resolver processos convectivos nessa resolução; portanto, um esquema de parametrização não é necessário. Os efeitos específicos de se incorporar esquemas cumulus nessa resolução não estão claros. Os efeitos específicos de se incorporar esquemas cumulus nessa resolução não está claro. Enquanto intuitivamente, duas fontes de indução convectiva (cumulus parametrização e processos explícitos devido a resolução fina) podem resultar em uma chuva realçada, eles podem atualmente resultar em interferência destrutiva pela competição das duas fontes.

Nas Figuras 7.3 são apresentados os diagramas termodinâmicos, skew-T, para o dia 24 de maio de 2004. Os perfis verticais da temperatura e da temperatura do ponto de orvalho são apresentados para a radiosondagem feita em Lisboa, às 12:00 UTC (Figura 7.3-a); e previsão das simulações feitas com o MM5 com a aplicação de distintas formas de assimilação de dados. Na Figura 7.3-b é apresentado o resultado da previsão – para o ponto de grade do domínio D3 mais próximo da cidade de Lisboa – sem assimilação alguma de dados. Na Figura 7.3-c é apresentado o caso em que a assimilação dos dados das observações de superfície das EMAs foram feitas, de hora em hora, nas primeiras 3 horas de processamento do MM5 iniciado às 00 UTC do dia 23 de maio de 2004. Na Figura 7.3-d é apresentado o caso em que foram assimiladas apenas as sondagens verticais da temperatura e temperatura do ponto de orvalho resultante do processamento dos dados TOVS. Todas as sondagens verticais disponíveis na passagem orbital do NOAA16, das 03:06 UTC do dia 23 de maio de 2004 – compreendidas dentro do domínio de integração D1 – foram utilizadas na assimilação. Na Figura 7 são apresentados os pontos em que as sondagens verticais foram determinadas. A assimilação foi procedida segundo o esquema 4DVAR no instante da observação TOVS. Na Figura 7-e é apresentado o caso em que a assimilação incluiu tanto os dados de superfície como os dados TOVS. Como se observa, os perfis de temperatura são bem coerentes com as observações em todos os casos considerados. O perfil de umidade, por outro lado, indica que há certa consistência entre os perfis e com a radiosondagem, considerando que o modelo não apresenta uma resolução vertical tão fina. Os resultados indicam que há uma sensível melhora, particularmente na umidade da superfície até as proximidades de 670 hPa, quando se empregam os perfis TOVS e os dados de superfície na assimilação 4DVAR.

Os pares de coordenadas do domínio D1 do modelo,  $a[(33,24) - (37,24)]$ ;  $b[(33,22) - (37,22)]$ ;  $c[(35,15) - (35,30)]$ ; conforme indicados na Figura 7, definem as linhas selecionadas para a apresentação de resultados das simulações em secções transversais verticais da atmosfera.

A previsão do MM5 para o domínio D1, após 24 horas de integração; portanto para o dia 24 de maio de 2004, apresenta o campo do geopotencial, temperatura e vento horizontal ao nível de 500 hPa dados na Figura 7.6(a-d). Elas são apresentadas, respectivamente, para os casos das simulações feitas, doravante indicados por SIMULS, sem assimilação (a); com assimilação de dados de superfície das EMAs (b); com assimilação de dados TOVS (c) e com assimilação de dados de superfície das EMAs e TOVS (e). Todos os casos apresentam basicamente a configuração bem similar, nesse nível de pressão, caracterizando a localização da baixa sobre o Oceano Atlântico, centrado no NO de Portugal. O caso (e) é que apresenta a mais variação, embora pequena, nesses campos de variáveis apresentadas nas figuras. Essas pequenas variações visíveis mostram claramente que os dados assimilados não afetaram significativamente esses campos meteorológicos, nesse nível de pressão e após 24 horas de integração.

Na secção vertical Sul-Norte, (c) na Figura 7.7, nota-se que após 24 horas de integração o campo da vorticidade potencial e da temperatura potencial alteram muito pouco em todos os casos simulados. Novamente aqui, a única diferença notável é o da simulação que envolve a assimilação de dados EMA e TOVS que impactam no campo de vento, fazendo com que na região mais montanhosa realcem a magnitude da circulação do vento. Esse fato é também o que ocorre nas secções (b) e (a), conforme apresentados nas Figuras 7.8 e 7.9.

Não obstante as secções transversais (a) e (b) apresentem as mesmas coordenadas ao longo

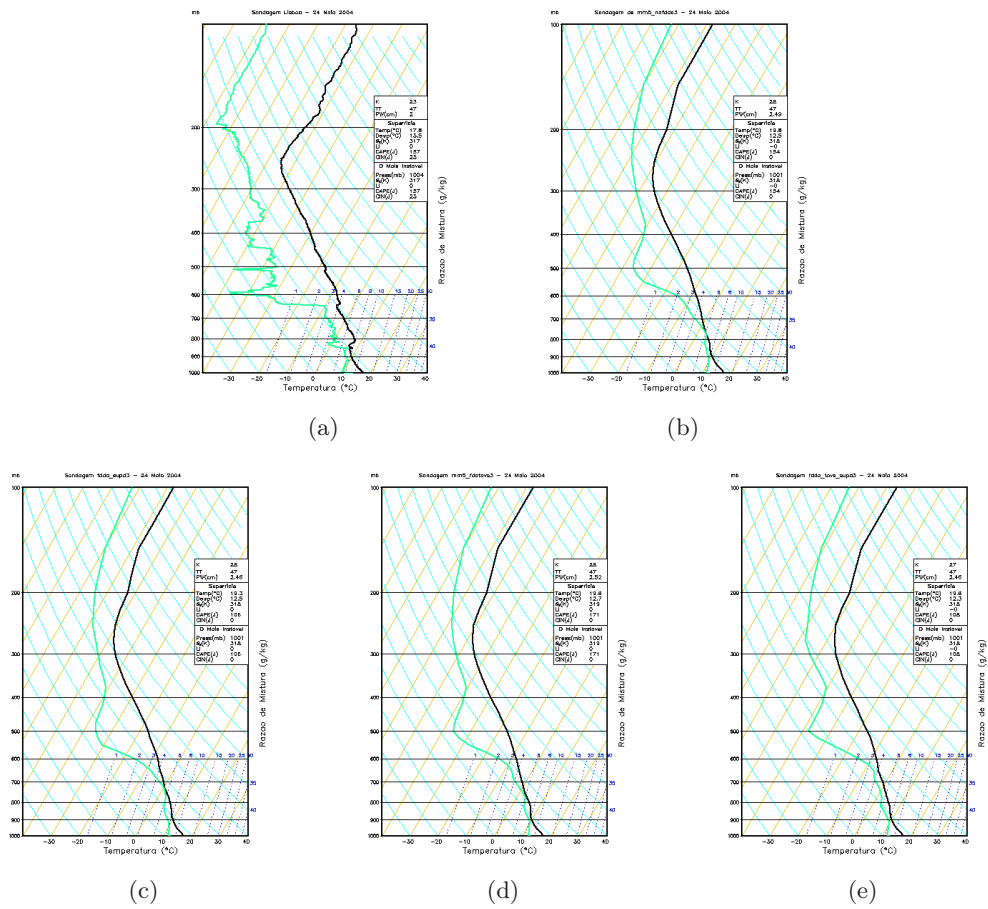


Figura 7.3: Skew-T da radiosondagem de Lisboa e prognósticoMM5-240504 12 UTC.

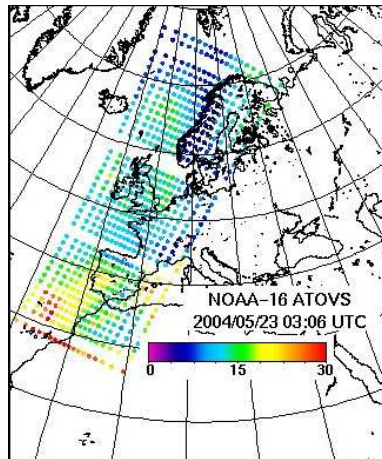


Figura 7.4: Sondagens TOVS do dia 23 de maio de 2004 - NOAA16

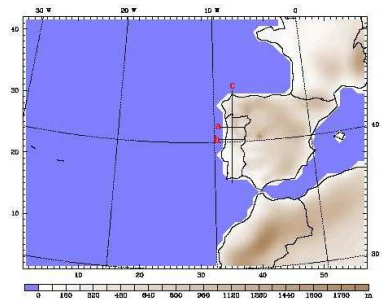


Figura 7.5: Topografia D1 e 23 de maio de 2004 - NOAA16. localização de secções transversais

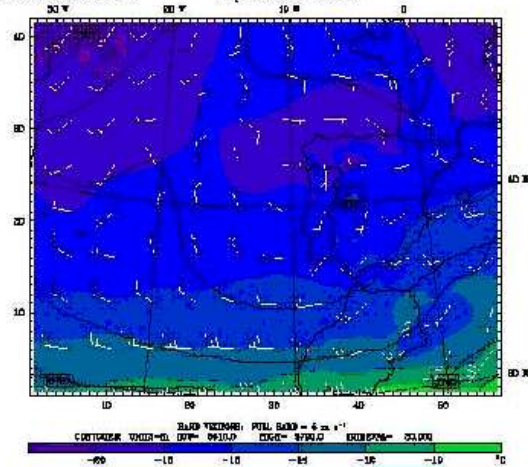
da direção Este-Oeste, àquela mais ao Sul (b) é a que apresenta mais significativa alteração no campo de vento nos baixos níveis; enquanto a secção (a) responde com maior alteração do campo de vento a 300 hPa projetado nessa seção transversal.

Na Figura 7.10 é apresentado o prognóstico da precipitação total acumulada em 24 horas de integração, no domínio D1 para as mesmas formas de integração SIMULS. Elas mostram que, tanto o processamento sem assimilação e com assimilação de dados de superfície apresenta resultados bem similares; exceto que, com a assimilação de dados de superfície há um pequeno realce nas precipitações no Oceano e no NO da África; e, uma redução no núcleo da precipitação em Portugal e Espanha. O importante é que todos os casos apresentam uma consistência relativamente boa nos locais com precipitações mais intensas, embora com magnitudes distintas. A assimilação de dados TOVS e EMA foi a que produziu grande realce no regime de precipitação do Atlântico, ao Sul da Ilha dos Açores. Esse fato é interessante visto única, tanto da assimilação apenas com dados EMA como dados TOVS, não produzem grandes realces na precipitação; entretanto, a resposta dos dados TOVS associados aos dados EMA das estações localizadas na Ilha dos Açores causam uma realçada precipitação e aparecimento de novo núcleo de precipitação. Esse fato, entretanto não é tão aparente na precipitação sobre áreas continentais.

A água precipitável da atmosfera, previsto para as 00 UTC do dia 24 de maio de 2004, para os casos SIMULS são apresentados da Figura 7.11. A localização dos núcleos com valores máximos são todos coerentes, embora com magnitudes levemente realçado sobre áreas continentais quando os dados TOVS são assimilados. Pelo fato da assimilação TOVS ter pro-

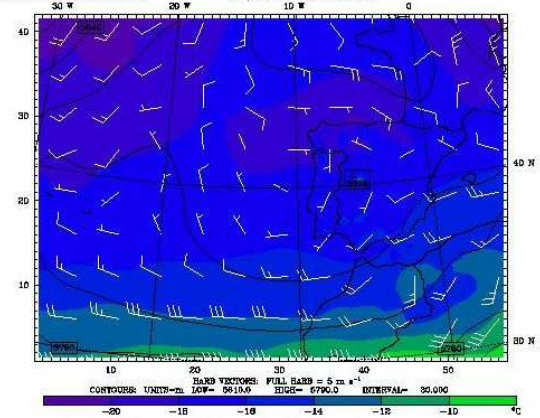


D1\_no\_fd  
 Fest: 24.00 h  
 Temperature  
 Geopotential height  
 Horizontal wind vectors  
 Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa



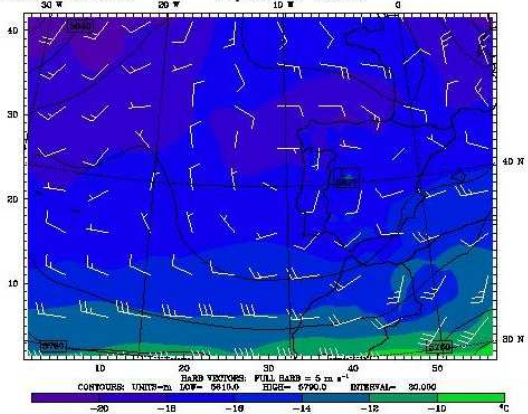
(a)

D1\_sf\_fd  
 Fest: 24.00 h  
 Temperature  
 Geopotential height  
 Horizontal wind vectors  
 Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa



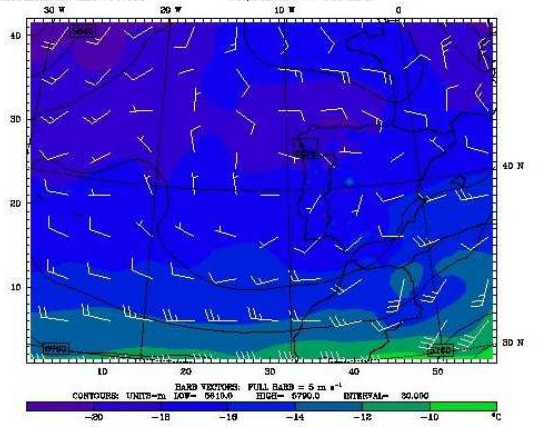
(b)

D1\_tovs\_fd  
 Fest: 24.00 h  
 Temperature  
 Geopotential height  
 Horizontal wind vectors  
 Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa



(c)

D1\_sf\_tovs\_fd  
 Fest: 24.00 h  
 Temperature  
 Geopotential height  
 Horizontal wind vectors  
 Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa  
 at pressure = 500 hPa



(d)

Figura 7.6: Prognóstico SIMULS de 24 horas - temperatura, geopotencial e vento.



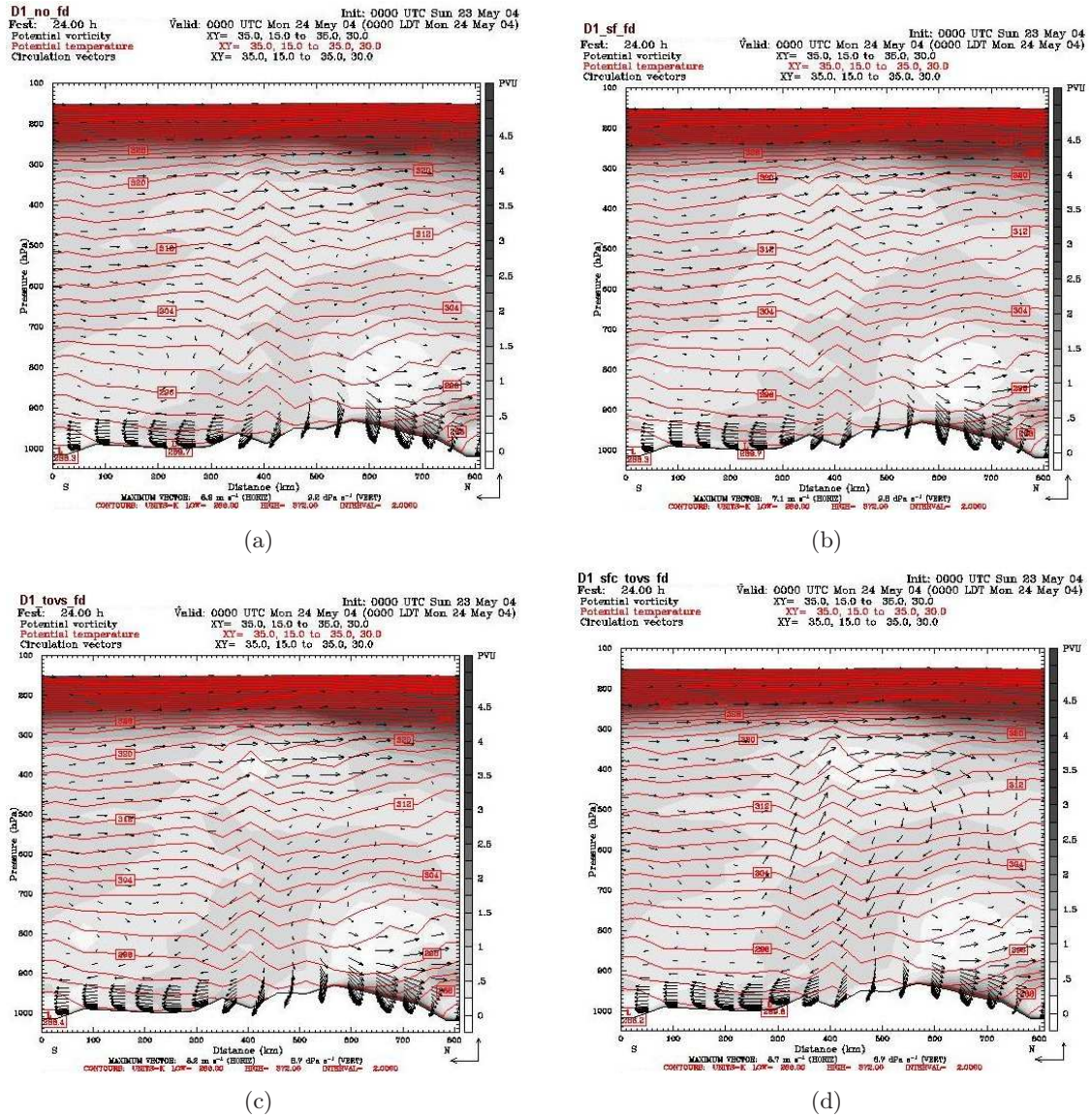
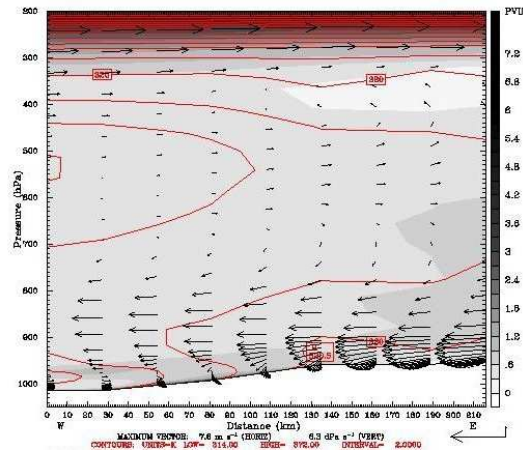


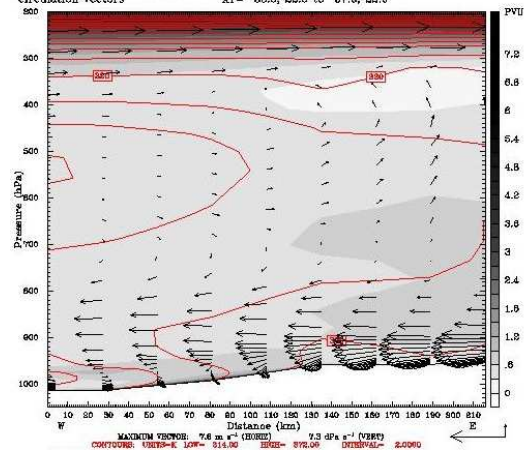
Figura 7.7: Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na seção transversal vertical (c) no D1.

D1 no fd  
 Feat: 24.00 h Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Potential vorticity XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Equivalent potential temperature XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Circulation vectors XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0



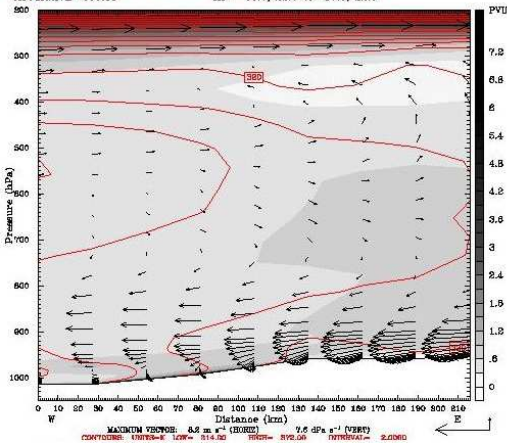
(a)

D1 sf fd  
 Feat: 24.00 h Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Potential vorticity XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Equivalent potential temperature XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Circulation vectors XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0



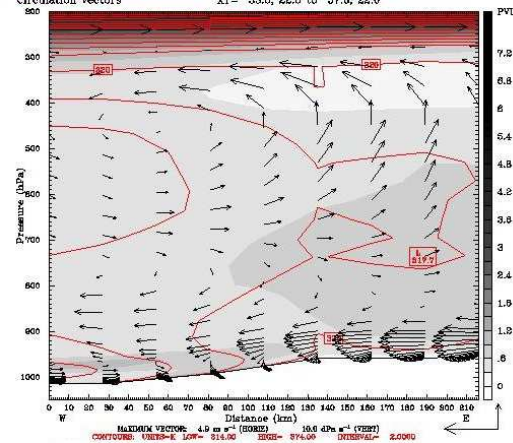
(b)

D1 tovs fd  
 Feat: 24.00 h Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Potential vorticity XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Equivalent potential temperature XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Circulation vectors XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0



(c)

D1 sfc tovs fd  
 Feat: 24.00 h Valid: 0000 UTC Mon 24 May 04 (0000 LDT Mon 24 May 04)  
 Potential vorticity XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Equivalent potential temperature XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0  
 Circulation vectors XY= 33.0, 22.0 to 37.0, 22.0



(d)

Figura 7.8: Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (b) no D1.

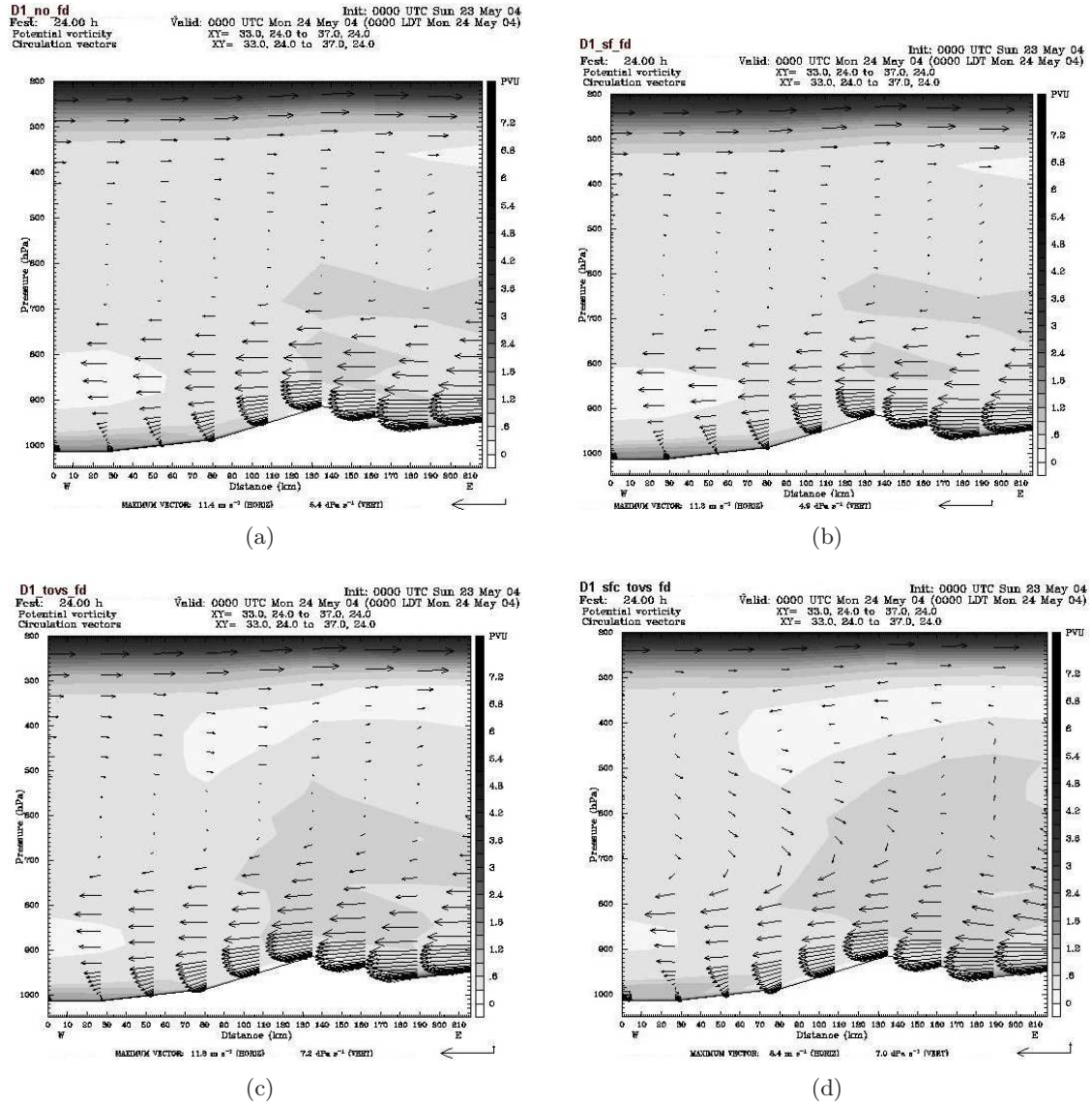


Figura 7.9: Prognóstico SIMULS de 24 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (a) no D1.



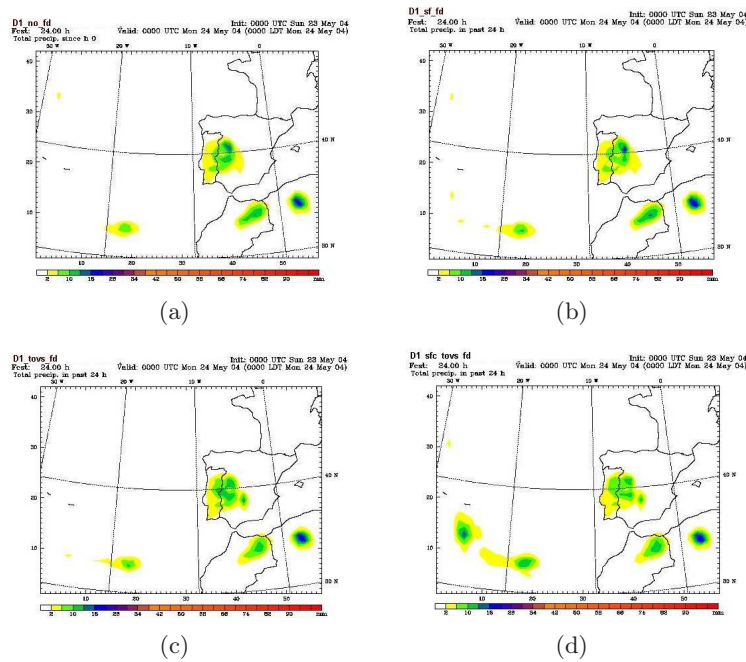


Figura 7.10: Prognóstico SIMULS de 24 horas – precipitação total acumulado.

duzido maior precipitação sobre a região do Atlântico ao SE da ilha dos Açores, ela apresenta consequentemente menor valor no campo da água precipitável.

Os seguintes pares de coordenadas do domínio D3: a[(20,58) - (60,58) ], b[(45,40) - (45,60)], c[(36,75) - (55,75)] da Figura 7.12 (a) e d[(20,67) - (60,67) ], e[(20,80) - (60,80) ], f[(20,33) - (60,33)] da Figura 7.12-b, definem as linhas seleccionadas para a apresentação de resultados das simulações em secções transversais verticais da atmosfera.

A secção vertical da vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento é apresentado na Figura 7.13 para os casos SIMULS do domínio D3, previsto aos 15 horas de integração, para a secção transversal indicado por (a). O impacto da assimilação dos dados sobre esses campos são, de uma maneira geral, relativamente pequenos em termos de magnitude. A assimilação simultânea de dados EMA e TOVS causaram uma redução na magnitude da circulação em certas partes da atmosfera e consequentemente, dentre outras alterações, no transporte de umidade da atmosfera.

Na Figura 7.14 são apresentados os resultados para a secção transversal no plano (b), que passa sobre uma região com relevo relativamente irregular. O impacto da assimilação dos dados são distintos nos campos da vorticidade potencial com valores extremos, mantendo-se, entretanto a configuração da circulação do vento relativamente semelhantes e com pequenas alterações nas SIMULS. Todos os cortes das secções transversais verticais da atmosfera apresentam, de uma forma geral, pequenas variações nos campos das variáveis consideradas. No corte (d) apresenta um realce mais característico quando se procede a assimilação de dados TOVS, com ou sem dados EMAS.

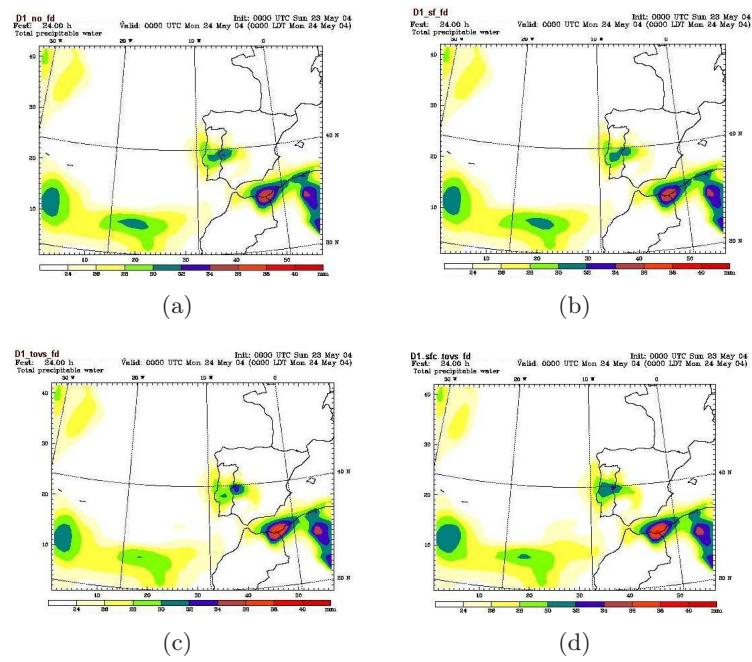


Figura 7.11: Prognóstico SIMULS de 24 horas – água precipitável total 240504- 00 UTC.

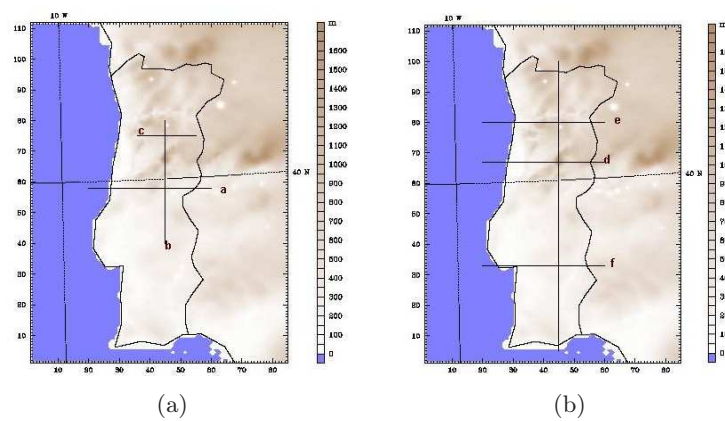


Figura 7.12: Topografia D3 e localização das secções transversais

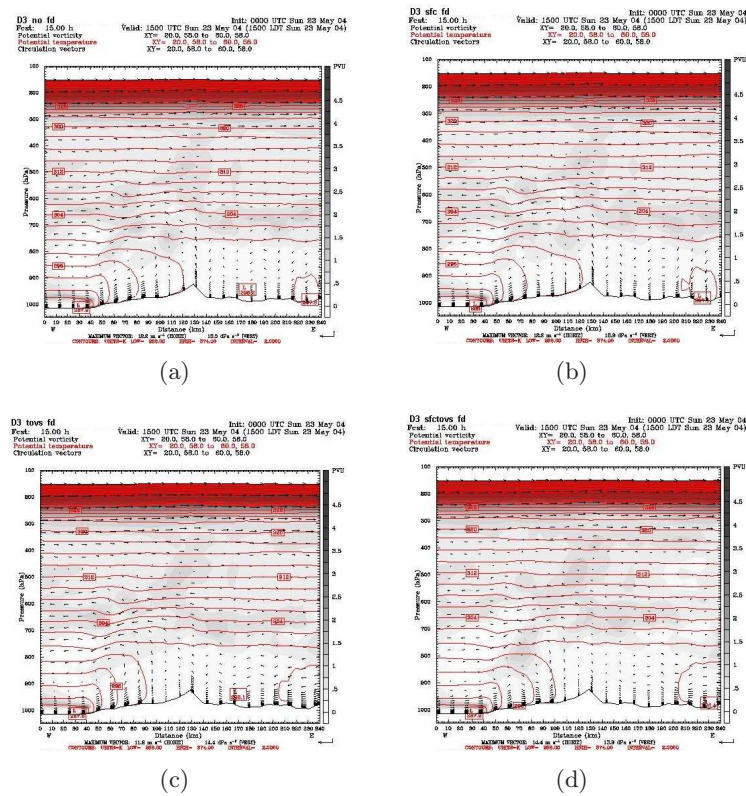
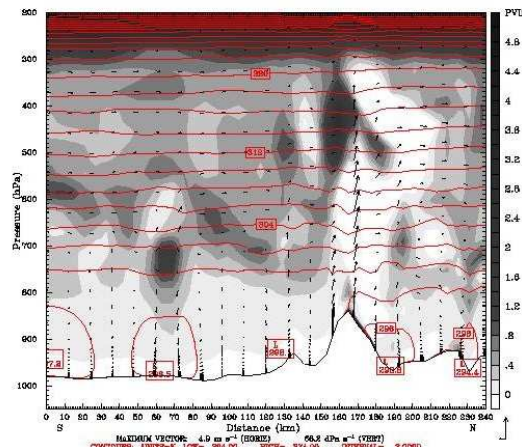


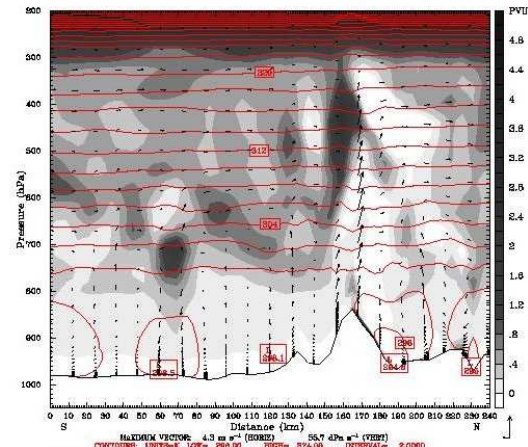
Figura 7.13: Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (a) no D3.

D3 no fd  
 Fest: 15.00 h  
 Potential vorticity  
 Potential temperature  
 Circulation vectors  
 Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0



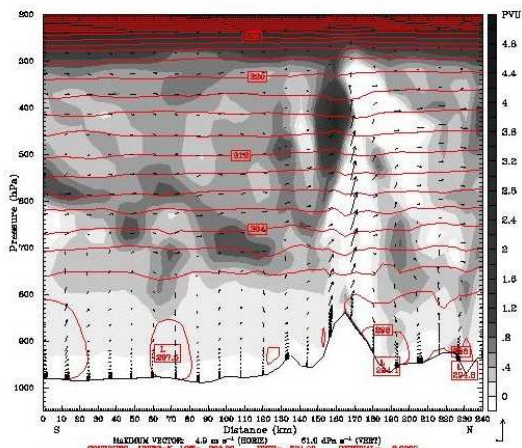
(a)

D3 sfc fd  
 Fest: 15.00 h  
 Potential vorticity  
 Potential temperature  
 Circulation vectors  
 Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0



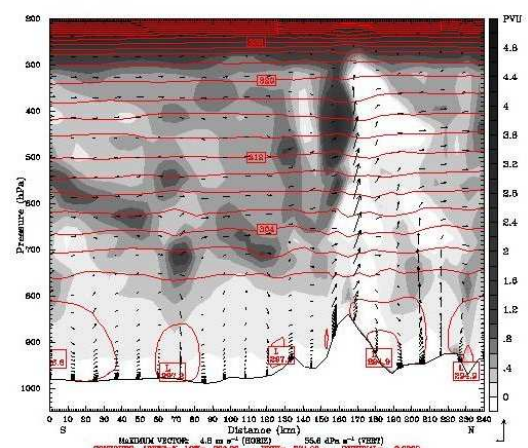
(b)

D3 tovs fd  
 Fest: 15.00 h  
 Potential vorticity  
 Potential temperature  
 Circulation vectors  
 Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0



(c)

D3 sctovs fd  
 Fest: 15.00 h  
 Potential vorticity  
 Potential temperature  
 Circulation vectors  
 Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0  
 XY= 45.0, 40.0 to 45.0, 80.0



(d)

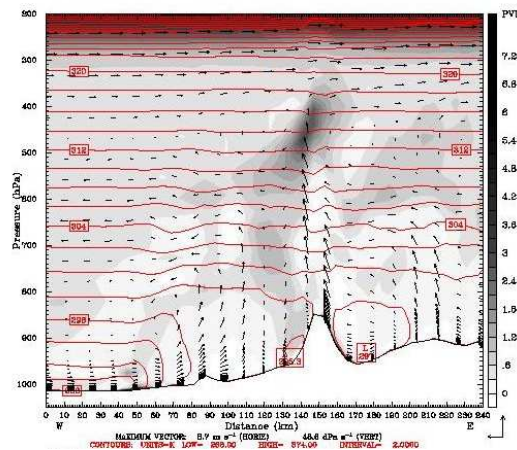
Figura 7.14: Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na seção transversal vertical (b) no D3.





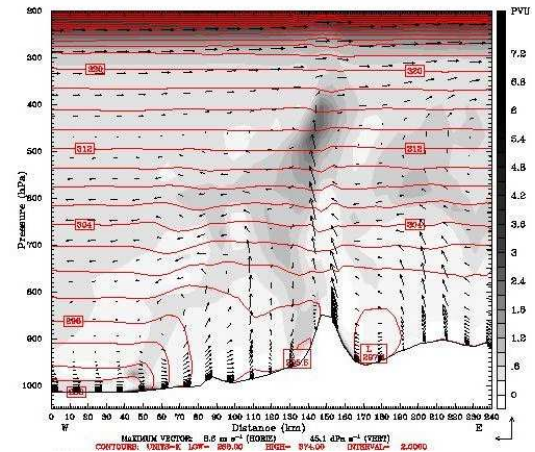


D3 no fd  
 Feat: 15.00 h Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 Potential vorticity XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Potential temperature XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Circulation vectors XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0



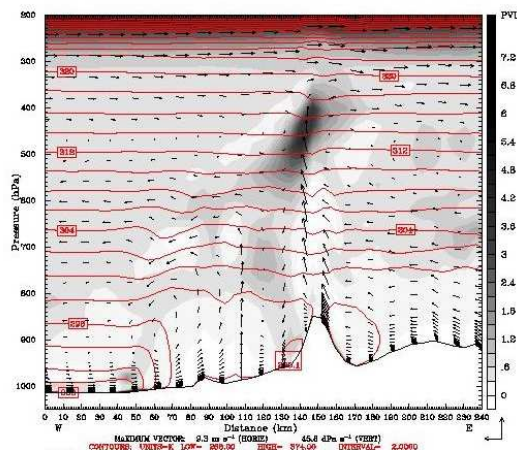
(a)

D3 sfc fd  
 Feat: 15.00 h Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 Potential vorticity XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Potential temperature XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Circulation vectors XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0



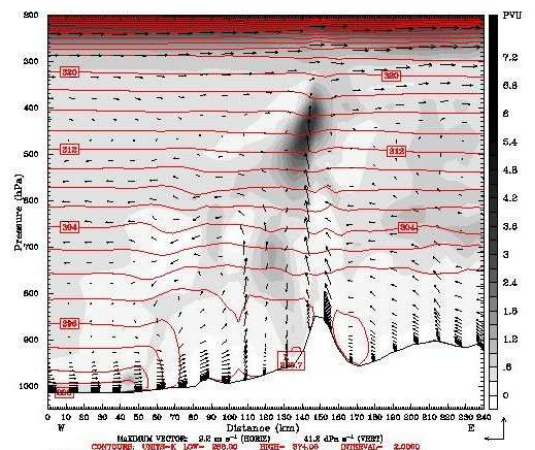
(b)

D3 tovs fd  
 Feat: 15.00 h Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 Potential vorticity XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Potential temperature XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Circulation vectors XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0



(c)

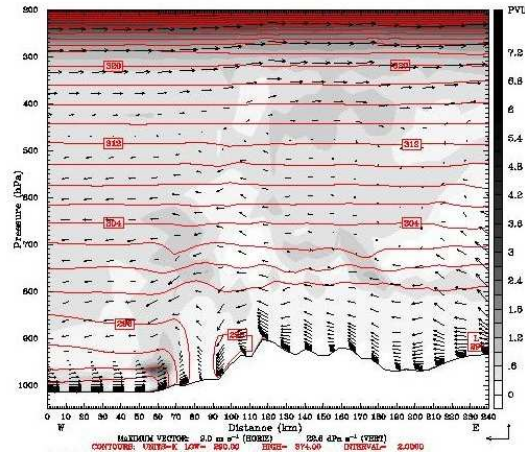
D3 sctovs fd  
 Feat: 15.00 h Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
 Potential vorticity XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Potential temperature XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0  
 Circulation vectors XY= 20.0, 67.0 to 60.0, 67.0



(d)

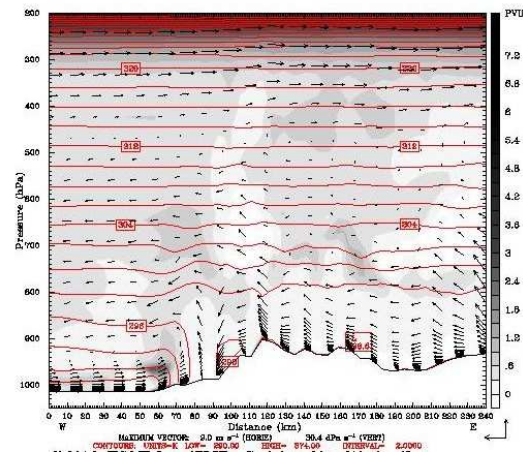
Figura 7.16: Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na seção transversal vertical (d) no D3.

D3 no fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0



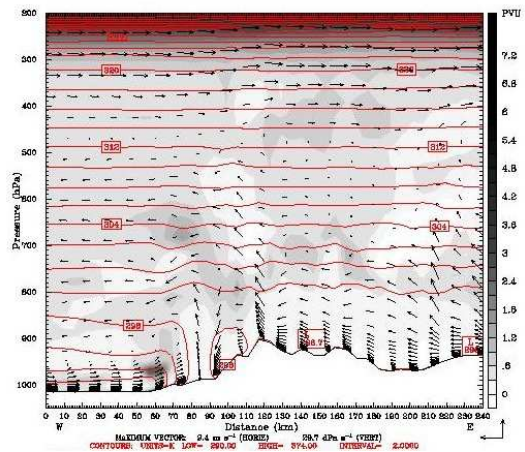
(a)

D3 sfc fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0



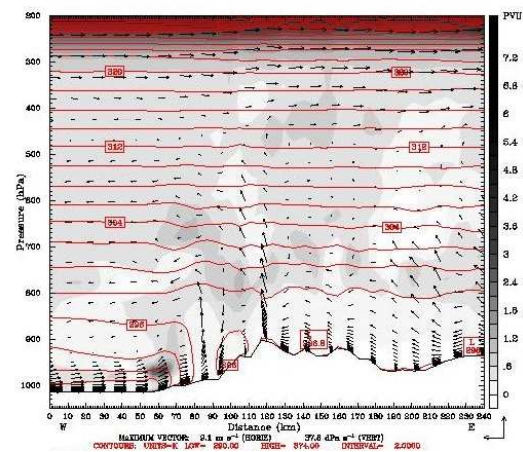
(b)

D3 tovs fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0



(c)

D3 sctovs fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 80.0 to 80.0, 80.0

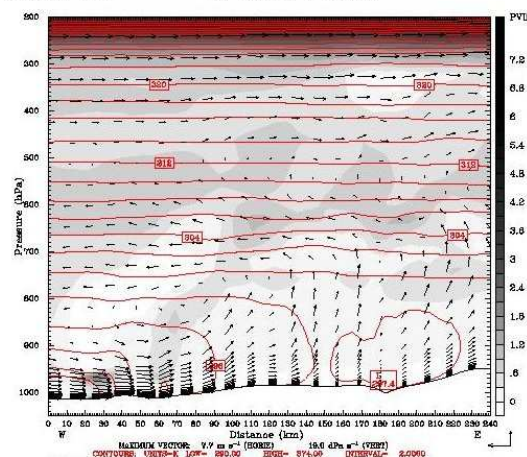


(d)

Figura 7.17: Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na secção transversal vertical (e) no D3.

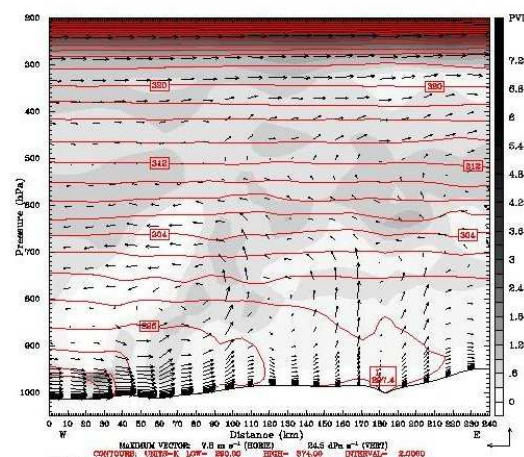


D3 no fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0



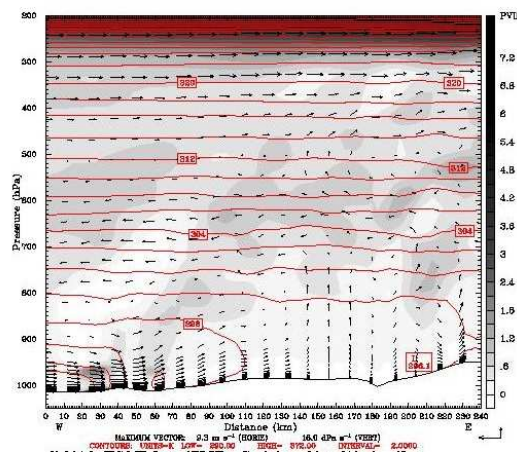
(a)

D3 sfc fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0



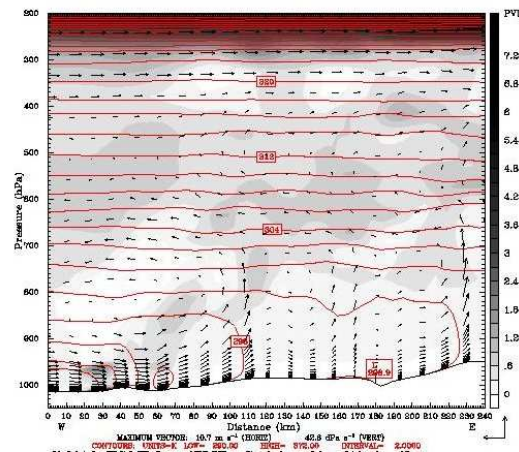
(b)

D3 tovs fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0



(c)

D3 sfc tovs fd  
Fest: 15.00 h  
Valid: 1500 UTC Sun 23 May 04 (1500 LDT Sun 23 May 04)  
Init: 0000 UTC Sun 23 May 04  
Potential vorticity  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Potential temperature  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0  
Circulation vectors  
XY= 20.0, 33.0 to 50.0, 33.0



(d)

Figura 7.18: Prognóstico SIMULS de 15 horas – vorticidade potencial, temperatura potencial e vetor circulação do vento na seção transversal vertical (f) no D3.

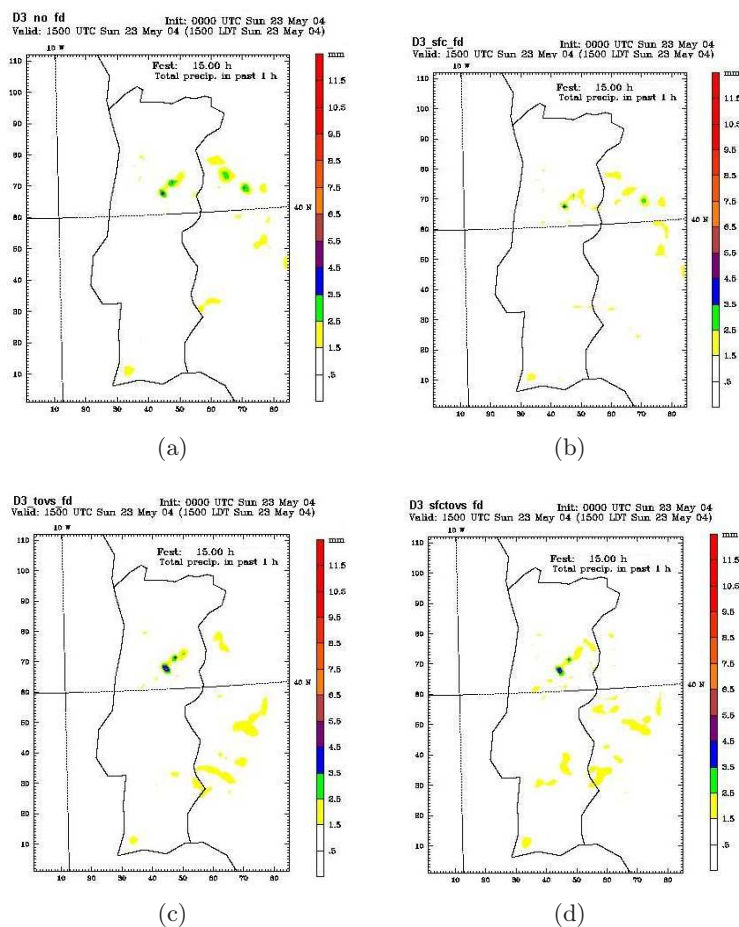


Figura 7.19: Prognóstico SIMULS de 15 horas –precipitação acumulada em uma hora no D3.

Na Figura 7.19 são apresentados os resultados SIMULS, para as 15:00 UTC do dia 23 de maio de 2004, com dados da precipitação total acumulada em uma hora. Os resultados com a assimilação TOVS são os que apresentaram maiores valores da precipitação. Entretanto nenhuma das simulações chegou, mesmo em outros instantes da simulação, indicar uma precipitação que foi registrada em uma hora, segundo a apresentada na Tabela 6.3.

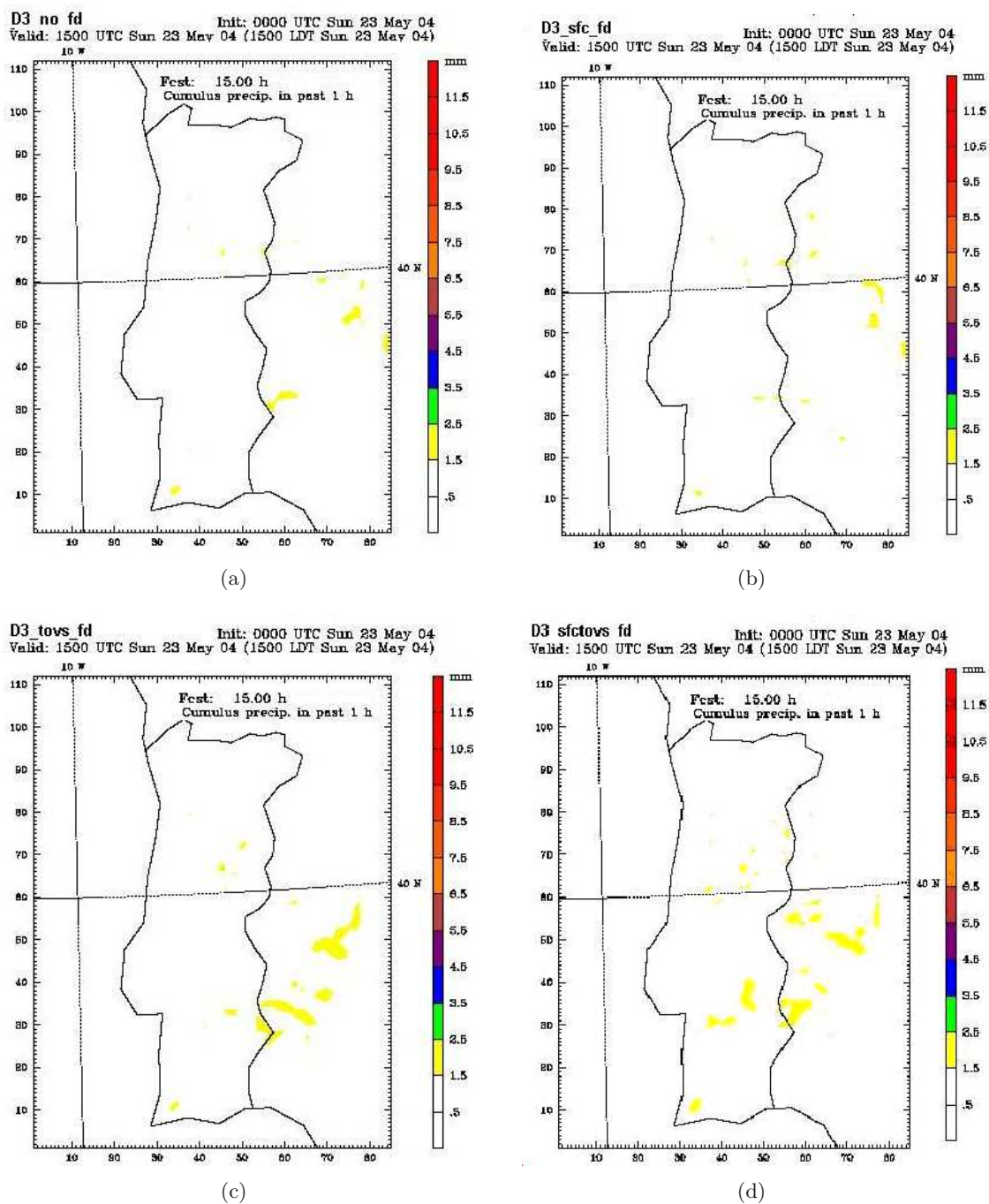


Figura 7.20: Prognóstico SIMULS de 15 horas – precipitação cumulus acumulada em uma hora no D3.



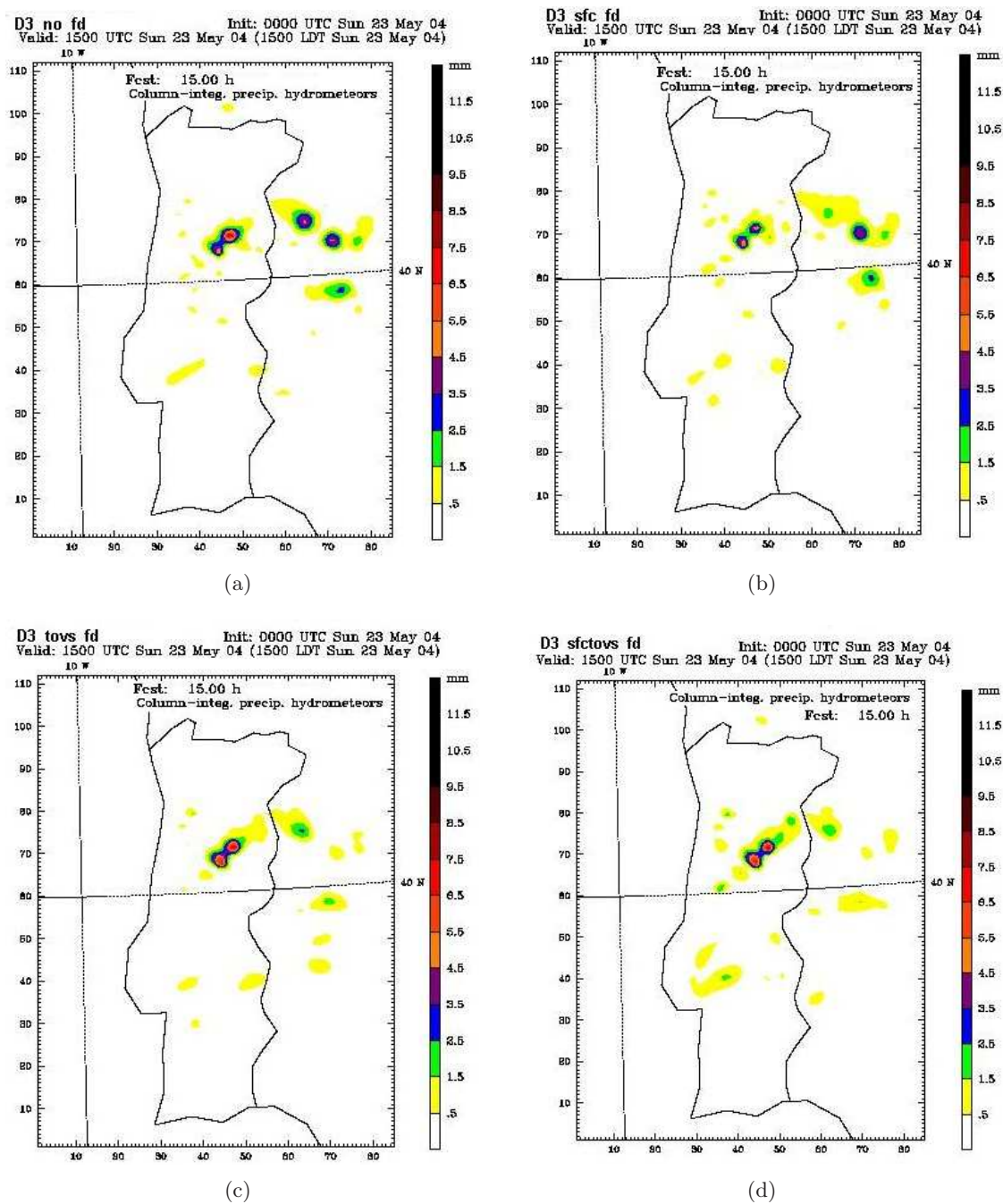


Figura 7.21: Prognóstico SIMULS integral dos hidrometeoros precipitável 230504 - 15:00 UTC.

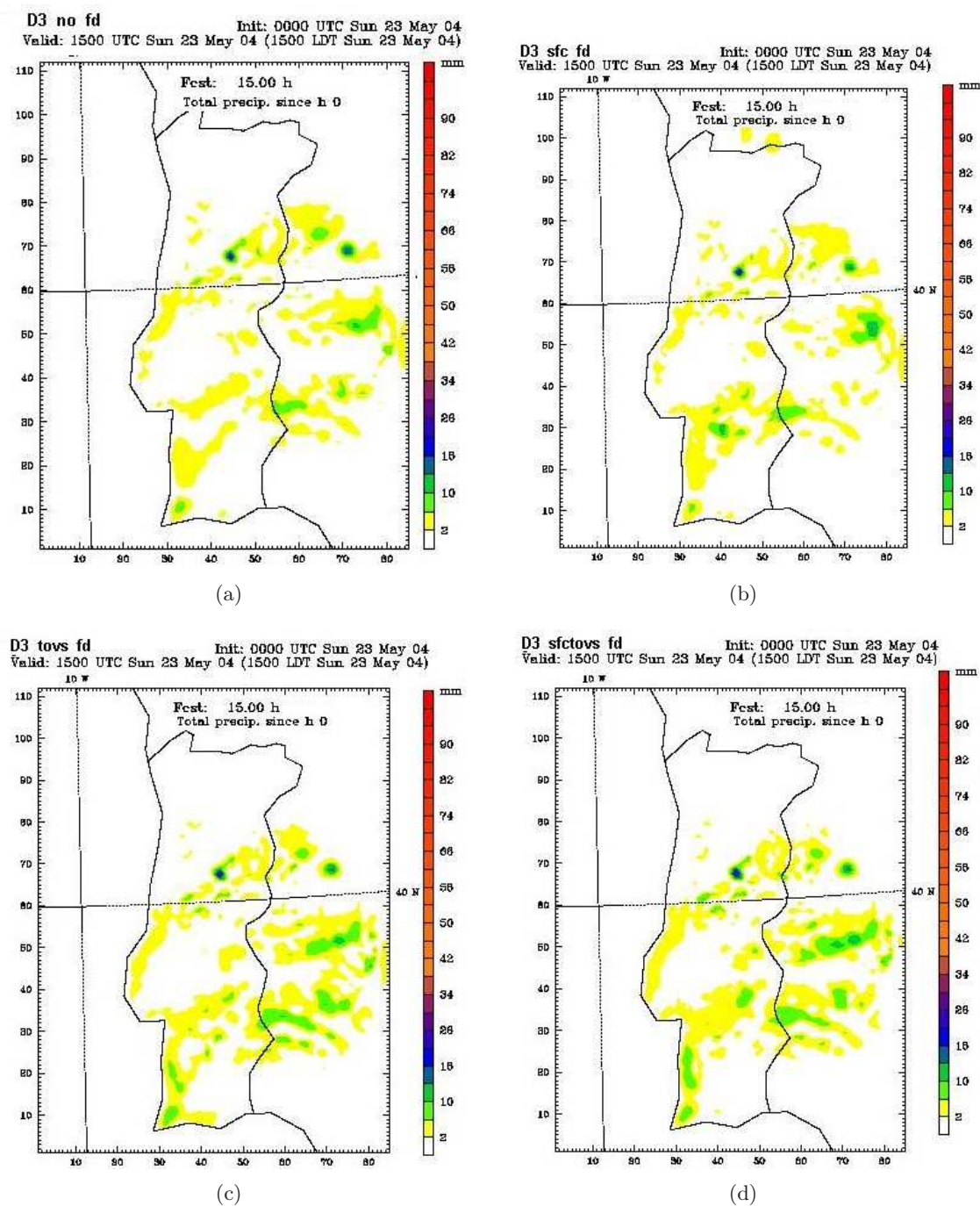


Figura 7.22: Prognóstico SIMULS da precipitação acumulada as 15:00 UTC.

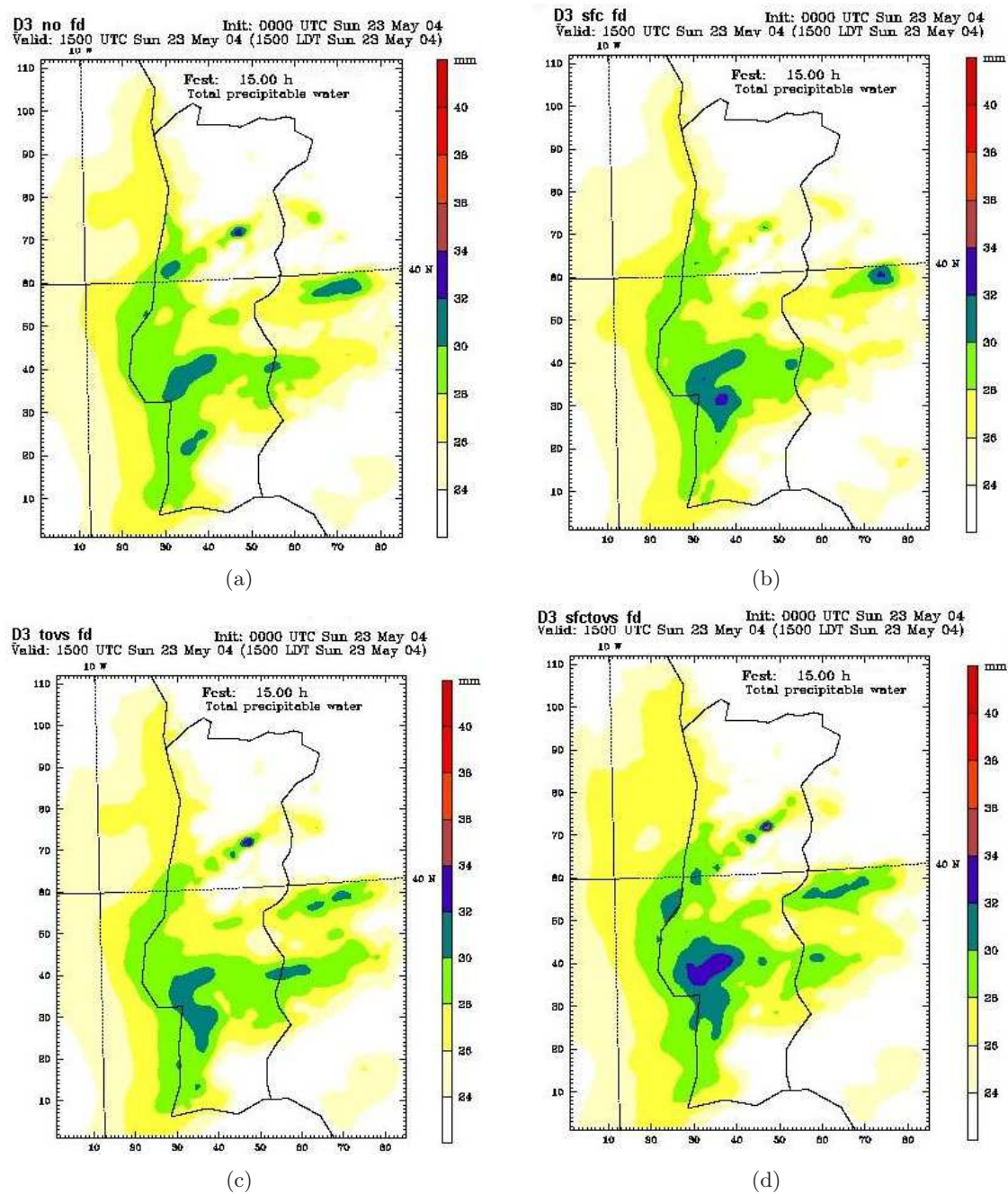


Figura 7.23: Prognóstico SIMULS da água precipitável 230504 - 15:00 UTC



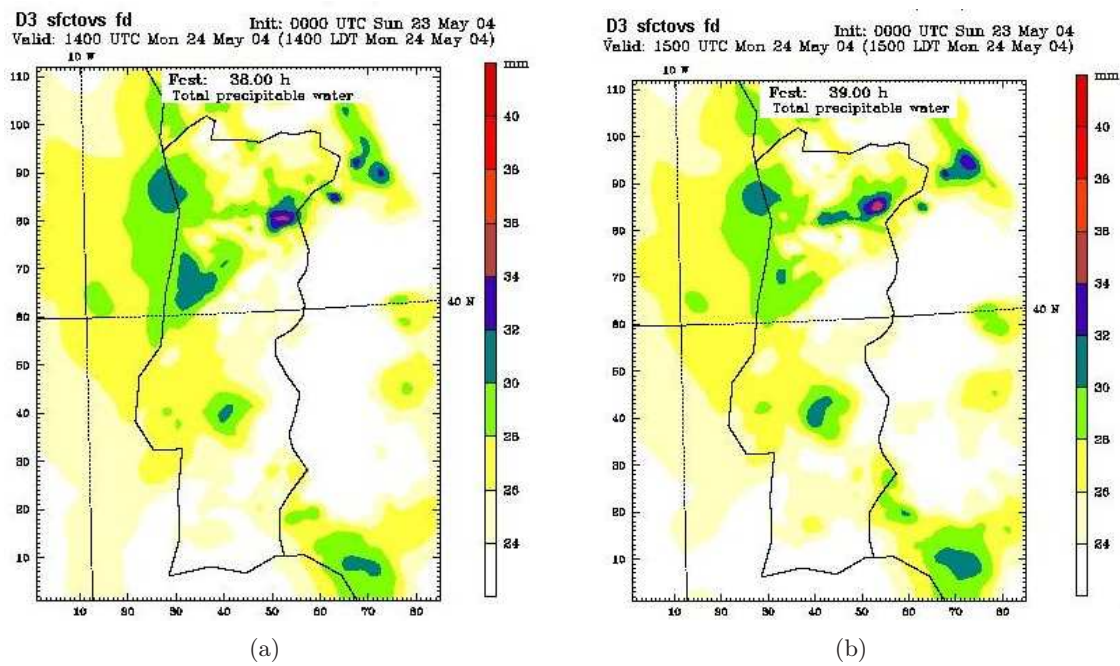


Figura 7.24: Prognóstico da precipitável 240504 – 14:00 UTC e 15:00 UTC

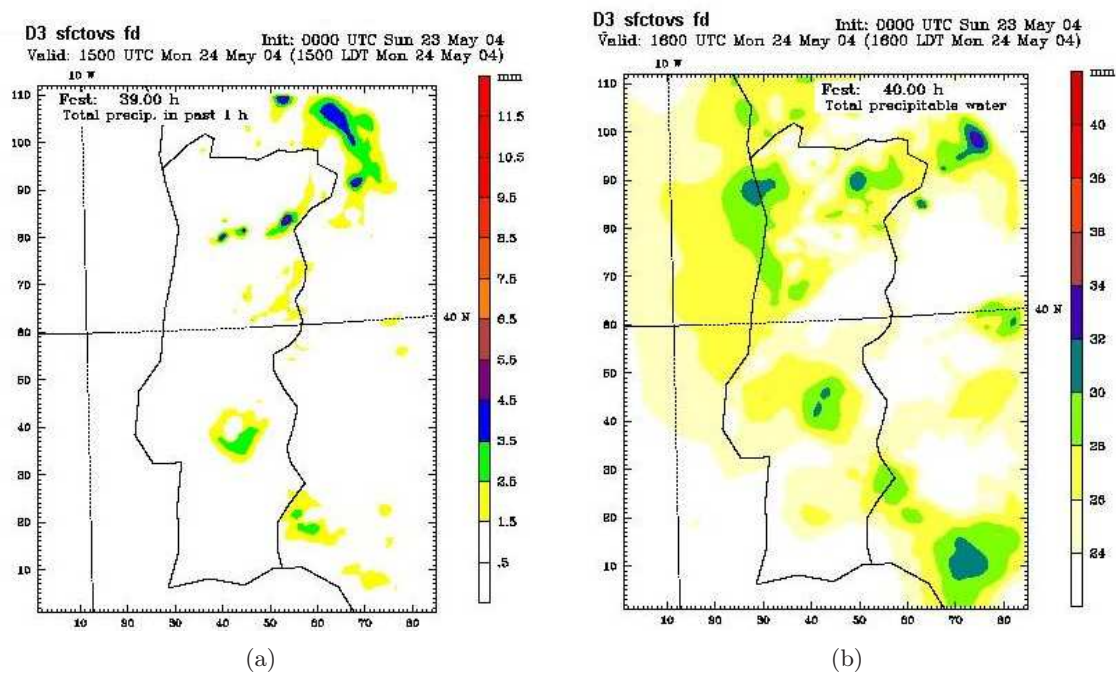
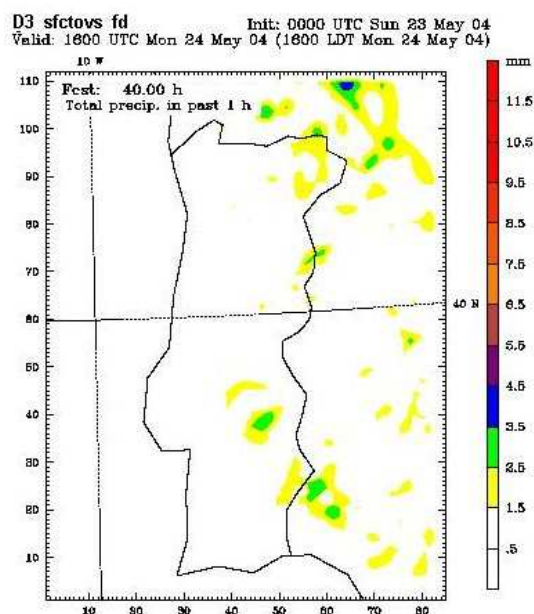
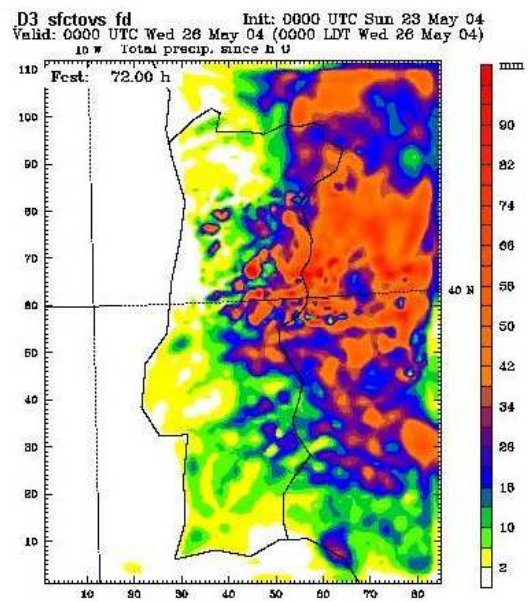


Figura 7.25: Prognóstico da precipitação Figura 7.26 – Prognóstico da água acumulada em 1 hora–240504 15:00 UTC precipitável – 240504 16:00 UTC



(a)



(b)

Figura 7.26: Prognóstico da precipitação 1 hora–240504 16:00 UTC total acumulada – 230504:00 – 260504:00.

## Capítulo 8

# DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Os resultados das simulações numéricas do modelo de mesoescala MM5 caracterizam aqueles casos selecionados que correspondem aos eventos ocorridos em diferentes regiões de Portugal e em diferentes datas. Como os eventos analisados apresentam características de tempo e local de ocorrência de máximos completamente independentes, os casos foram selecionados procurando as ocorrências mais distintas possíveis, em vez das mais idênticas.

As ocorrências das chuvas intensas foram abordadas não sob o aspecto comumente avaliado pela climatologia, que usa longas séries temporais históricas. Elas foram avaliadas considerando chuvas intensas relacionadas com as circulações de mesoescala, em diferentes períodos, a cada 10 minutos; 30 minutos; 1 hora; e 3, 12, 24, 48, 60, 72 horas. O caso com menor período de tempo (10 minutos) apresenta, portanto, em 5 anos um total razoável de dados para cada uma das 59 estações EMA analisadas. Com os dados disponíveis foram criados 9 arquivos, um para cada diferente período em consideração, contendo dados de todas as estações EMA e com as datas e horas das ocorrências das precipitações dispostas em ordem decrescente, consonante ao valor das precipitações registradas.

As análises das ocorrências dos eventos das dez precipitações mais intensas, de cada uma das estações EMA, revelam que não há padrão característico da intensidade ou mesmo do período do ano que as precipitações ocorrem. Em outras palavras, os valores máximos registrados nas estações EMA, para todos os nove períodos de tempo considerados na análise, não ocorreram com a mesma intensidade.

Nas Figura 8.1 são apresentadas as precipitações máximas que ocorreram nas estações EMA de números 16, 30, 37 e 44, em intervalos de 30 em 30 minutos. No eixo das abscissas estão apresentadas as estações, de 1 a 59; no eixo das ordenadas, do lado esquerdo, o passo de tempo sequencial de 30 minutos, a partir de 1º de janeiro de 2000. No eixo das ordenadas da direita, a precipitação em mm. O pequeno círculo ao longo da faixa de histograma representa o valor da sequência do tempo (eixo da esquerda) e o topo do histograma, o valor da precipitação de cada estação EMA.

Uma análise de todas as plotagens elaboradas para todas as estações EMA para intervalos de 30, 60, 120, 180 e 720 minutos revela que a ocorrência do máximo da precipitação que ocorre nas estações é completamente independente uma das outras. Isso mostra que, por alguma razão, as ocorrências de máximos são extremamente inerentes ao desenvolvimento de sistemas localizados. Além disso, há muitos eventos de máximos localizados de duração extremamente curta, ou seja, o máximo que ocorre durante 30 minutos em uma estação não

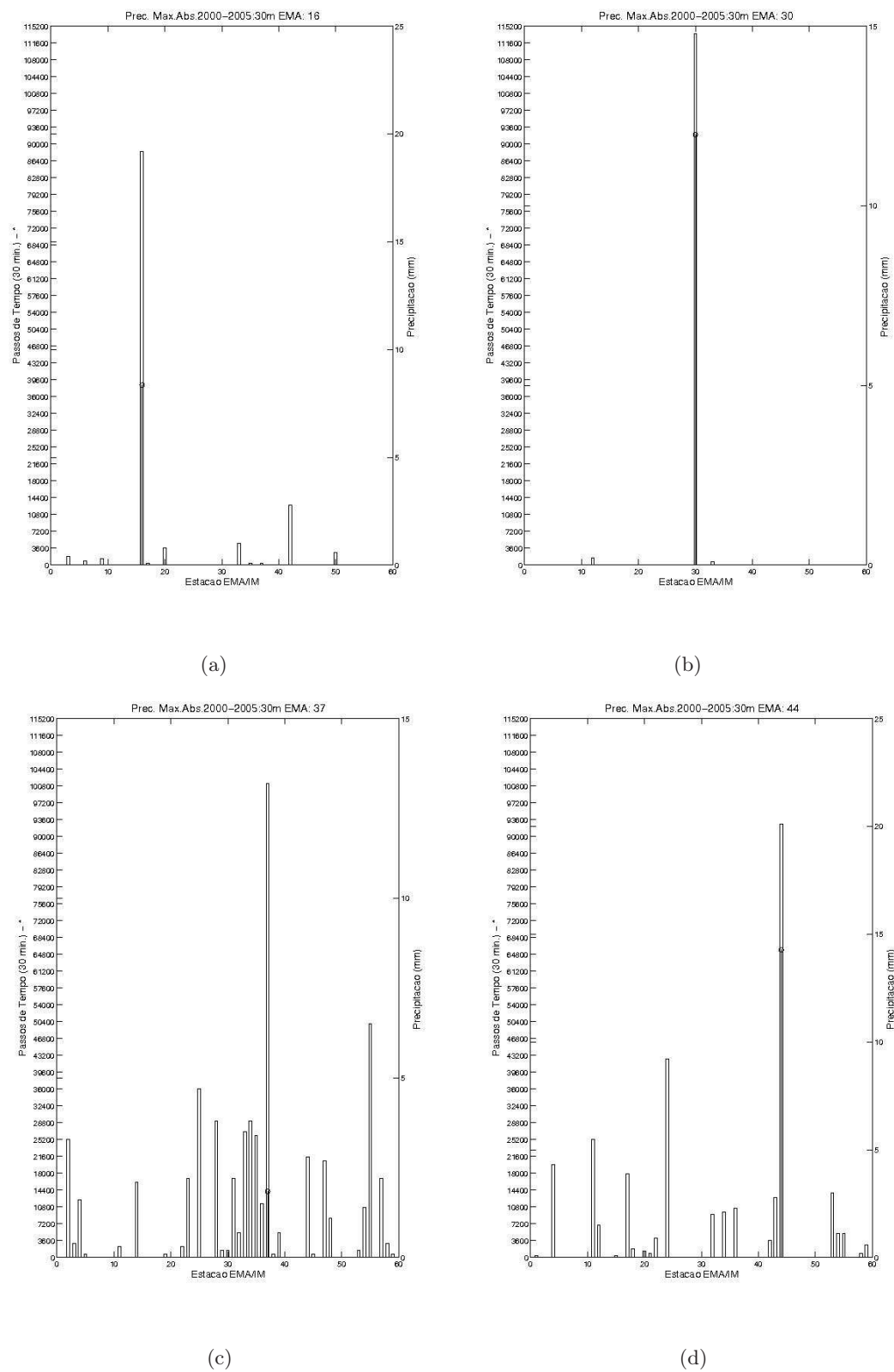


Figura 8.1: Precipitações máximas 30/30 minutos - EMA 16, 30, 37, 44

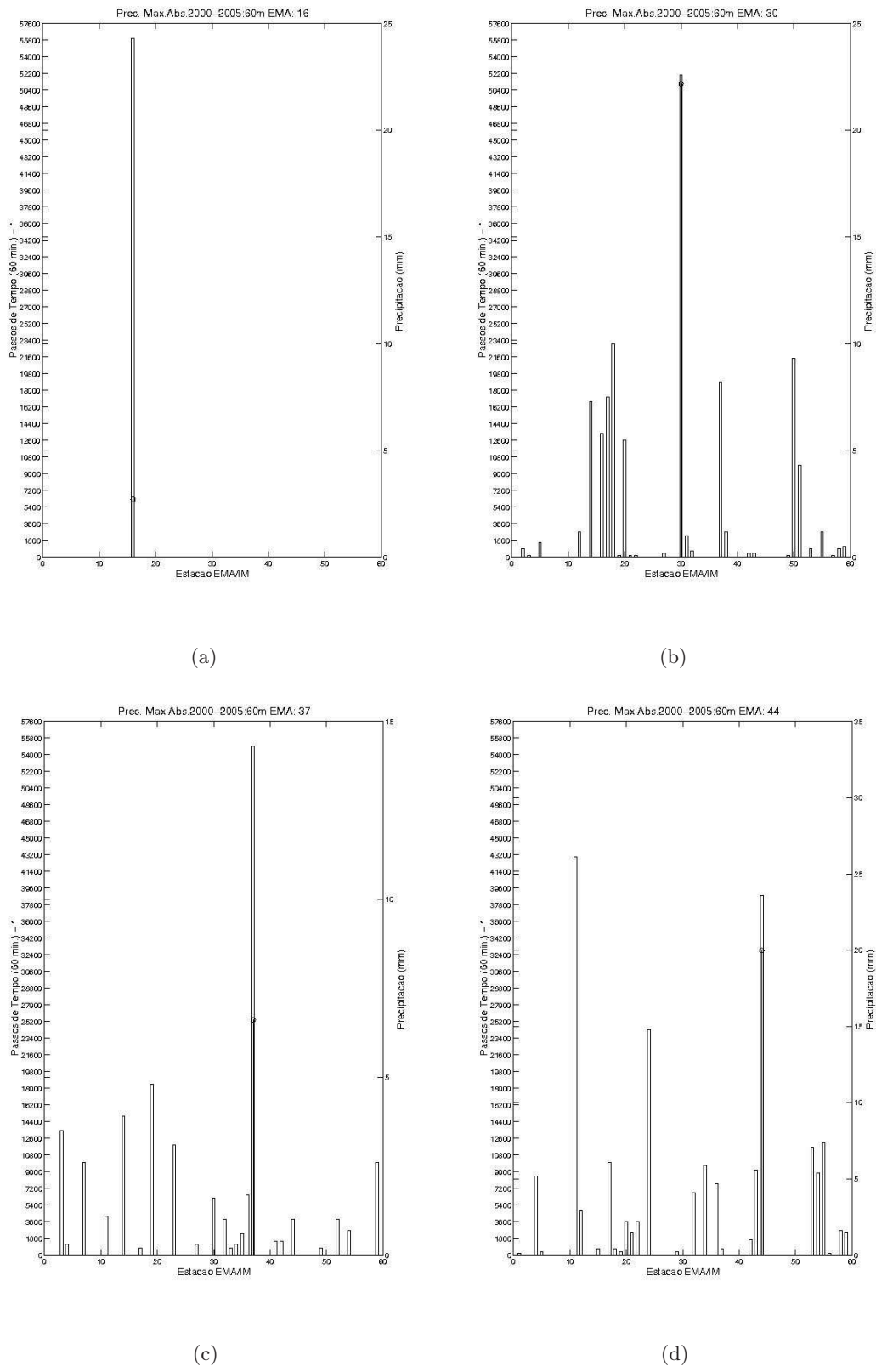


Figura 8.2: Precipitações máximas 60/60 minutos - EMA 16, 30, 37, 44

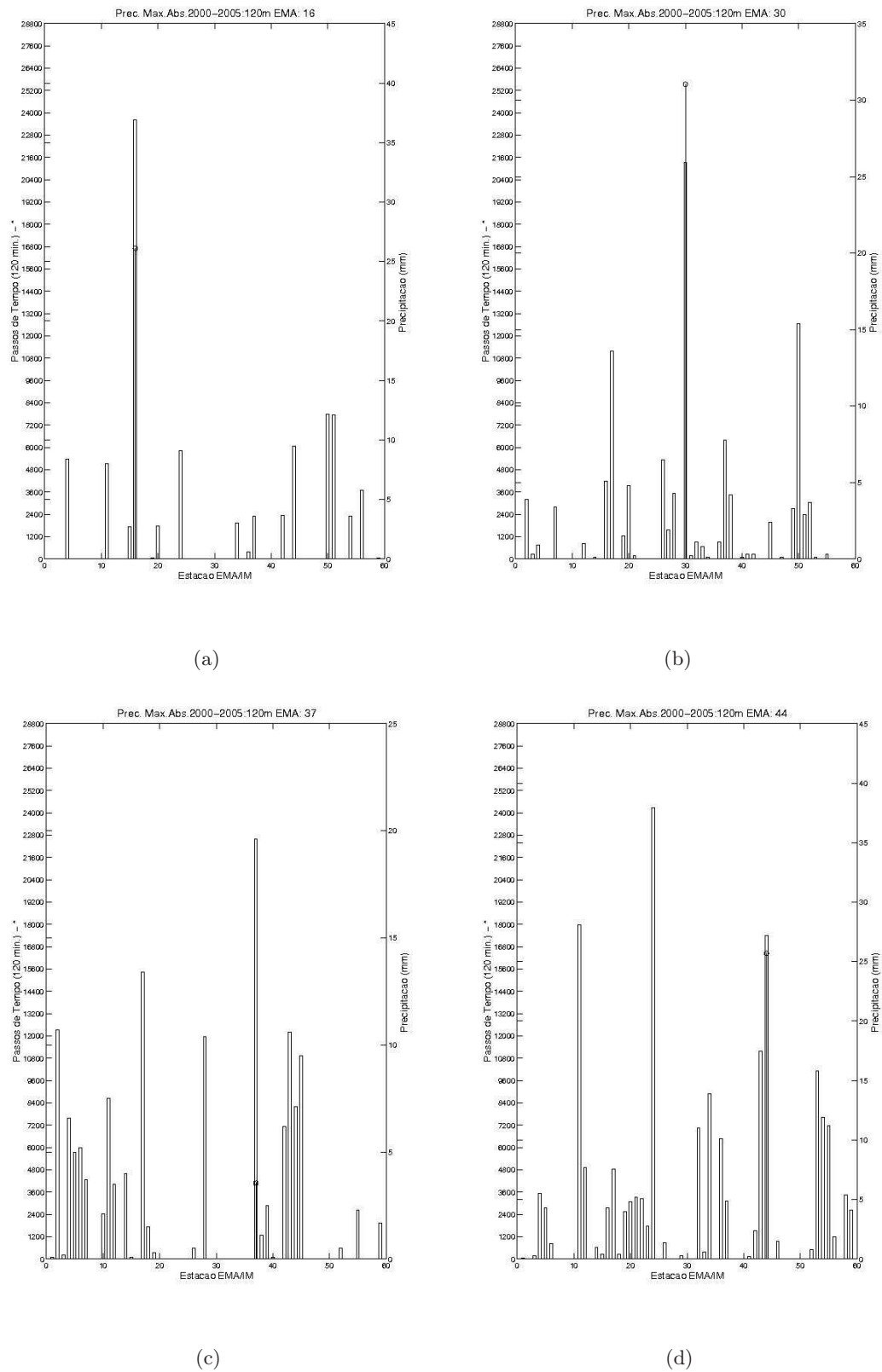


Figura 8.3: Precipitações máximas 120/120 minutos - EMA 16, 30, 37, 44

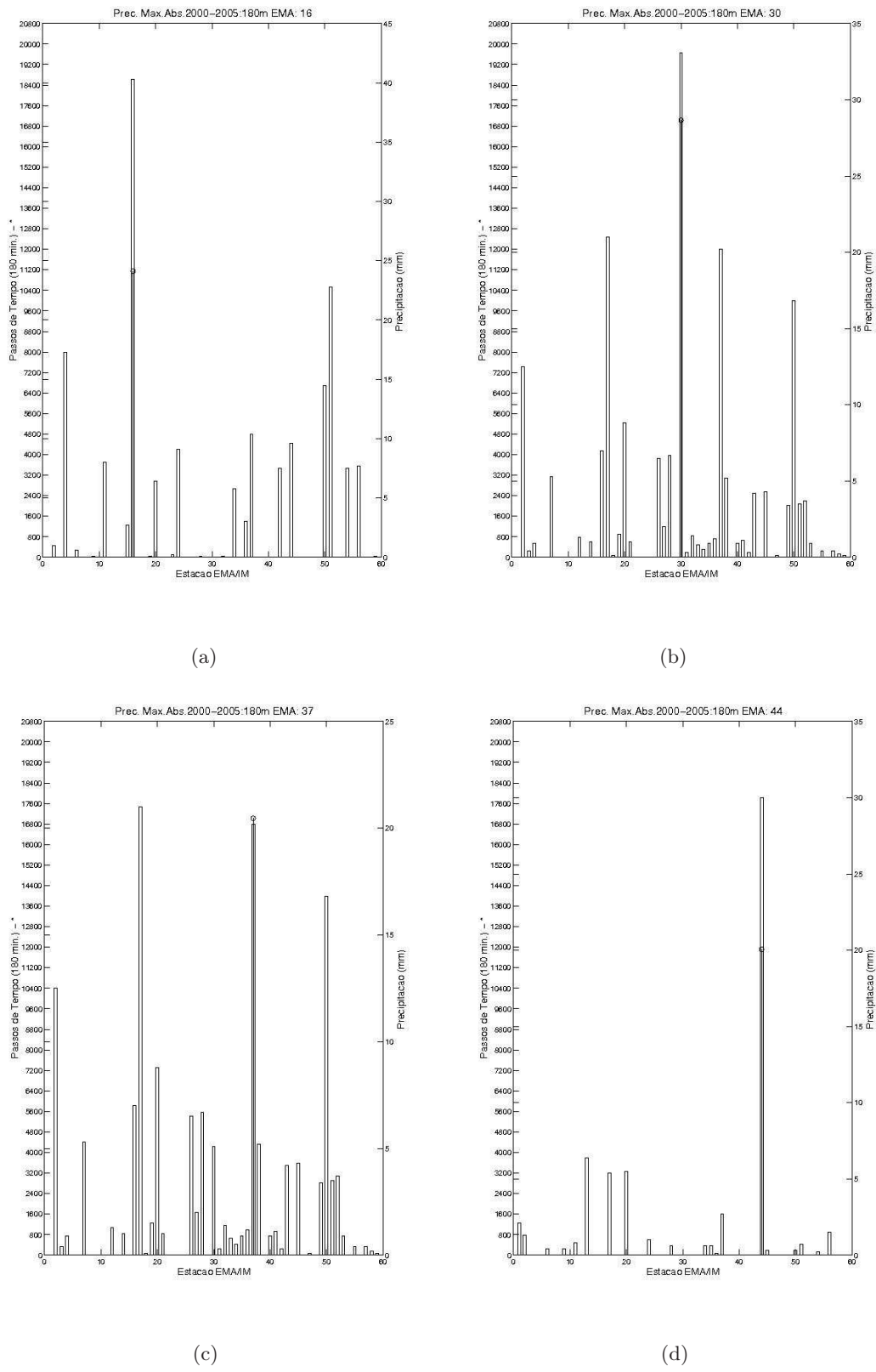
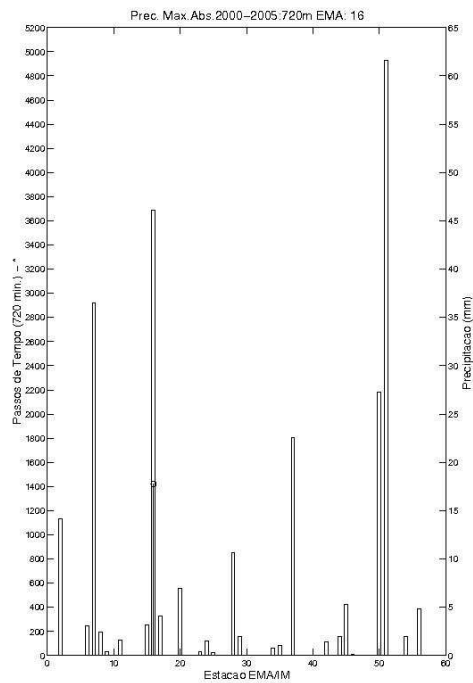
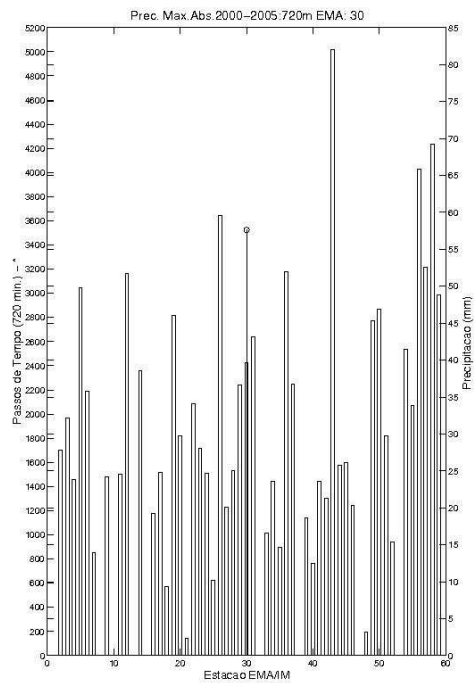


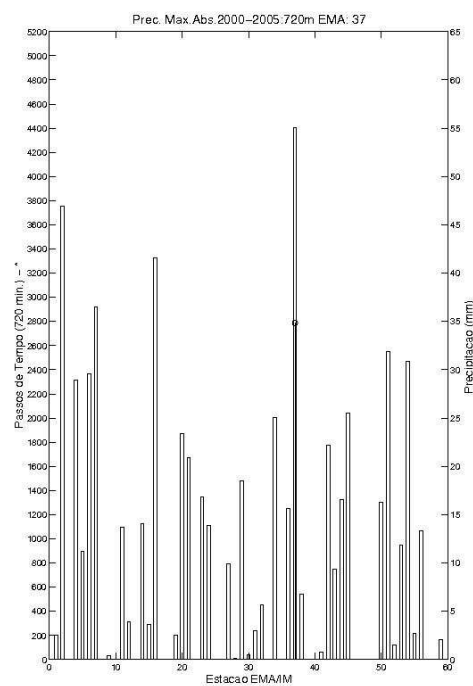
Figura 8.4: Precipitações máximas 180/180 minutos - EMA 16, 30, 37, 44



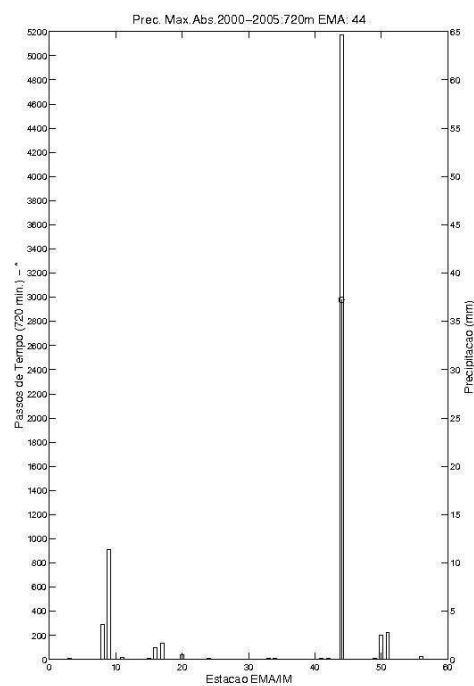
(a)



(b)



(c)



(d)

Figura 8.5: Precipitações máximas 720/720 minutos - EMA 16, 30, 37, 44



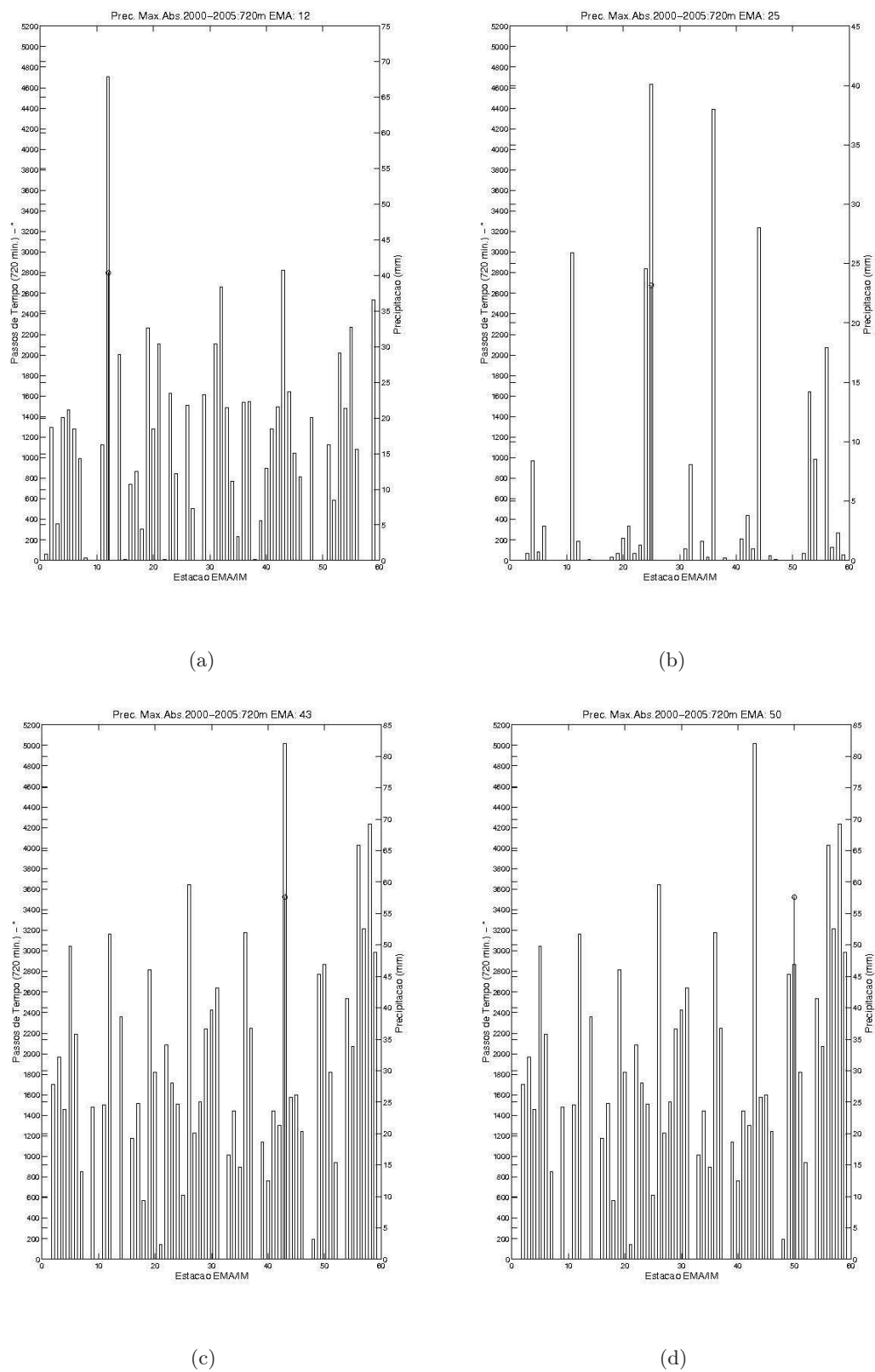


Figura 8.6: Precipitação acumulada – máxima absoluta 2000-2005/EMA

se relaciona com os máximos que ocorrem em outros instantes de tempo considerados. Isso implica que o fato da ocorrência de um evento de precipitação máxima, em algum intervalo de tempo considerado, não necessariamente pressupõe que ocorram também outros máximos em outros intervalos de tempo, naquela estação, no prazo de 720 minutos (12 horas). Dessa forma, os estudos climáticos que são realizados com dados de precipitação acumulada de 24 horas para caracterizar valores de máximos não necessariamente se relacionam com os máximos de precipitação causados por fenômenos de mesoescala de curta duração. Esse fato demonstra também a importância de realizar previsões de tempo de mesoescala, com previsão de tempo elaborada para intervalos de tempo menores que 24 horas, por exemplo, de hora em hora ou de 3 em 3 horas, para melhor caracterizar os eventos de precipitação associados à mesoescala.

Os processamentos TOVS já realizados em outras datas também revelam que eles são muito importantes para o processamento do modelo MM5. Esse fato pode ser visto na avaliação que se segue.

As imagens do canal 2 das 12:00 UTC, do espectro do visível ( $0,74\text{--}0,88\ \mu\text{m}$ ), do satélite geoestacionário Meteosat de Segunda Geração (MSG-1) para os dias 4, 5, 6 e 10 de dezembro de 2005, apresentados na Figura 8.7, mostram claramente as condições de coberturas de nuvens prevalentes sobre Portugal continental e suas vizinhanças.

No primeiro dia (4/12), praticamente toda a área continental de Portugal apresenta-se coberta; no segundo (5/12), o mesmo ocorre em cerca da metade da área; no terceiro dia (6/12) a cobertura se restringe praticamente à orla do litoral norte do país bem como às áreas oceânicas; e no último dia (10/12) da análise, observa-se que praticamente não há cobertura de nuvens. Essas condições foram devidamente selecionadas para possibilitar uma avaliação de resultados dos processamentos sob essas distintas condições correspondentes.

Segundo os perfis verticais da temperatura seca ( $T$ ) e da temperatura do ponto de orvalho ( $T_d$ ) apresentados pelas radiosondagens feitas pelo Instituto de Meteorologia (IM/PT) às 12:00 UTC, nos dias considerados, apresentados na Figura 8.8, constata-se que o primeiro dia apresenta uma grande massa de ar úmida concentrada sobretudo entre 900 e 800 hPa. No segundo dia, a atmosfera apresenta maior concentração de umidade estendendo desde a superfície até o nível de 800 hPa. No terceiro dia há forte inversão térmica no nível de 900 hPa, com uma atmosfera nos baixos níveis que deve ter afetado sobremaneira a dissipação da poluição atmosférica em Lisboa, porém com o ar relativamente não muito úmido. No último dia, o ar apresenta-se relativamente seco, com pouca umidade, com concentração muito pequena sobretudo entre 950 e 750 hPa.

Os processamentos dos dados TOVS empregaram duas fontes distintas de perfis verticais de temperatura e de umidade de suporte (*background*). O primeiro tipo de processamento foi feito com dados climatológicos (TOVS\_CLIM) e o segundo com os prognósticos numéricos do modelo global da atmosfera do NCEP/EUA (National Center for Environmental Prediction) (TOVS\_PROG). Na Figura 8.9 são apresentados os perfis verticais da temperatura seca obtidos pelas duas formas de processamento junto com o perfil da temperatura observado na radiosondagens para os dias 4 e 6 de dezembro de 2005. Os perfis verticais da temperatura atmosférica, de todos os quatro dias analisados, apresentam concordância relativamente boa entre elas, com pequenos desvios na vertical. Os pequenos desvios se devem em especial à baixa resolução vertical dos sondadores atmosféricos, que em última instância dependem do número de radiômetros com distintos canais espectrais na faixa do espectro das microondas.

---

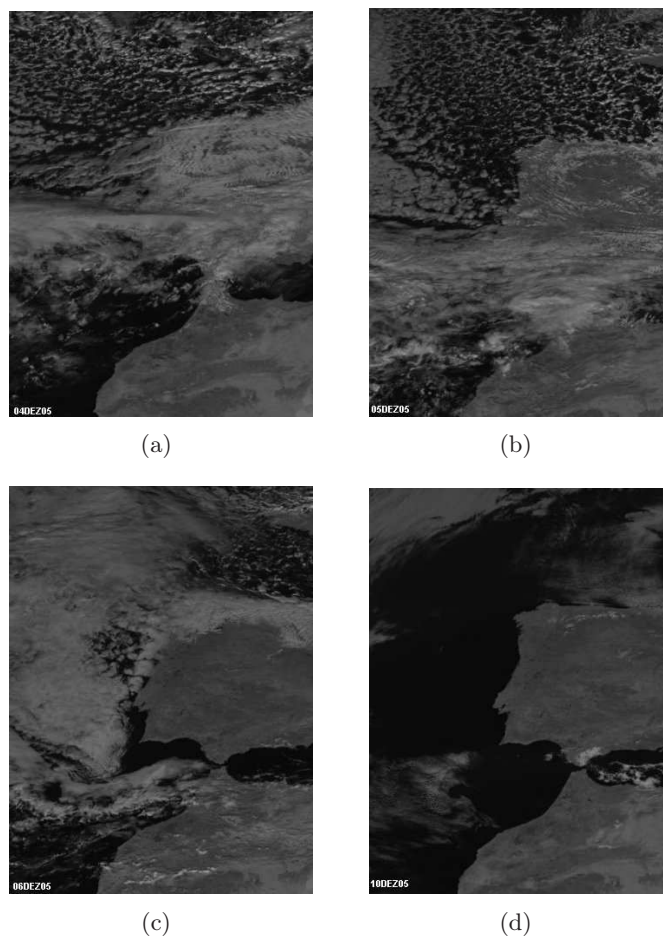


Figura 8.7: Imagens no infravermelho do METEOSAT - 12:00 UTC e dias 4 (a), 5 (b), 6 (c) e 10 (d) de dezembro de 2005



Figura 8.8: Radiosondagens : Lisboa 12:00 UTC - dias 4 (a), 5 (b), 6 (c) e 10 (d) de dezembro do 2005

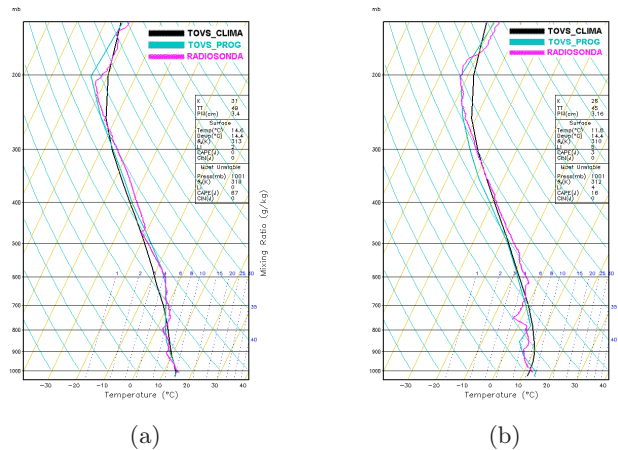


Figura 8.9: Perfis verticais da temperatura TOVS\_CLIM, TOVS\_PROG e radiosondagens para os dias 4(a) e 6(b) de dezembro de 2005

Nota-se, contudo, que o processamento com dados climatológicos apresenta perfis demasiadamente suavizados e sem inversão alguma, não obstante com coerência relativa, pelo menos em termos da aplicabilidade desses dados em modelos numéricos de previsão de mesoescala que restrinjam limiares de desvios da previsão não muito rigorosos nas assimilações em 3D ou mesmo em 4DVAR.

Na Figura 8.10 são apresentados os perfis verticais da temperatura do ponto de orvalho que possibilitam comparar os resultados obtidos nos processamentos TOVS\_CLIM e TOVS\_MOD, juntamente com as observações das radiosondagens. Trata-se aqui de uma variável que é extremamente importante para fins de previsão de precipitação ou que é transportada pela circulação atmosférica.

Os perfis verticais da temperatura do ponto de orvalho mostram de forma clara que os perfis verticais obtidos no processamento TOVS\_CLIM são extremamente suavizados. No entanto, os perfis verticais do processamento TOVS\_PROG apresentam concordâncias relativamente notáveis com as observações das radiosondagens, sobretudo na capacidade de captar as inversões nos perfis verticais — muito embora com alguns desvios em termos de valor e até mesmo dos níveis dos valores das mínimas. Nota-se que os perfis obtidos retratam de forma razoável os níveis com baixa umidade nos dois últimos dias, conforme também se observa nas imagens de satélites do Meteosat.

Os campos da água precipitável, representando a integral do conteúdo de vapor de água da atmosfera, são apresentados na Figura 8.11 para os quatro dias em consideração, resultantes dos processamentos TOVS\_CLIM e TOVS\_PROG. Esses campos mostram a distribuição do conteúdo de vapor de água da atmosfera que se apresenta disponível para precipitação. Esse parâmetro meteorológico vem sendo muito explorado nos últimos anos e sua obtenção tem sido feita mediante aplicações das modernas tecnologias de navegação por satélites, notadamente mediante o emprego dos princípios físicos da radiopropagação e de análises do retardo do sinal do sistema GPS.

Muito embora apresentem valores razoáveis, os campos de água precipitável não apresentam coerência uniforme no tocante à magnitude dos valores. De forma geral, os dados TOVS\_CLIM apresentam valores menores que os dados TOVS\_PROG e com certa concor-

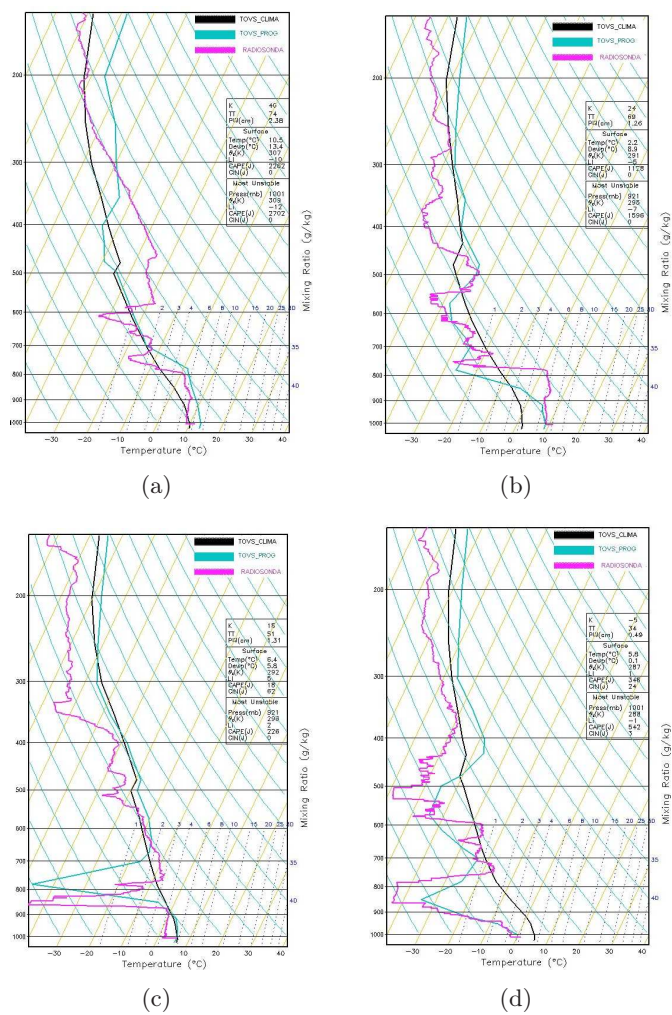


Figura 8.10: Perfis verticais da temperatura do ponto de orbalho TOVS\_CLIM, TOVS\_PROG e radiosondagens para os dias 4(a), 5(b), 6(c) e 10(d) de dezembro de 2005

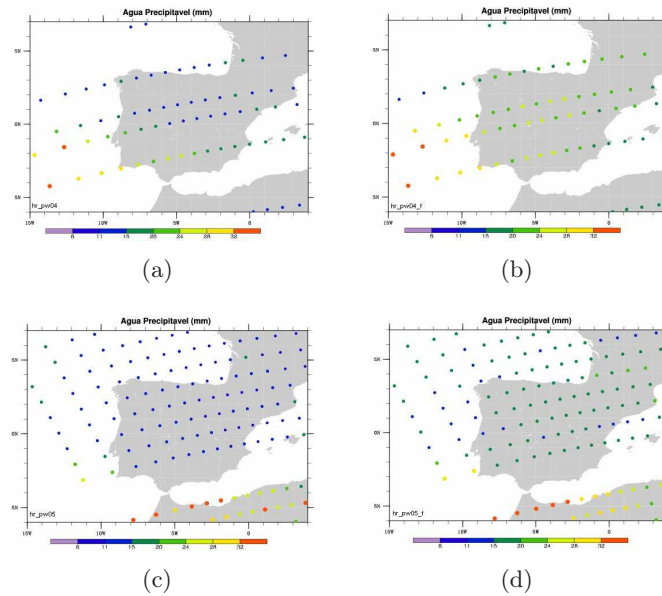


Figura 8.11: Campo da água precipitável TOVS\_CLIM (a,c) e TOVS\_PROG (b,d) para os dias 4, 5, 6 e 10 de dezembro de 2005.

dância nas regiões com valores máximos.

Na Figura 8.12 são apresentados os perfis verticais da temperatura da radiosondagem ( $T$ ) de Lisboa (IM/PT), juntamente com os perfis verticais da temperatura do ponto de orvalho obtidos para os dias 18 e 20 de outubro de 2005. Os dados TOVS foram processados pelo World Data Center for Remote Sensing of the Atmosphere (WDC/RSAT) (Oberpfaffenhofen/Wessling/Alemanha, [wdc.dlr.de](http://wdc.dlr.de)) utilizando o sistema TOVS\_CLIM.

Nos baixos níveis, a ocorrência da inversão térmica do dia 18, não aparente nos dados TOVS ou MM5, deve-se provavelmente à diferença do instante da observação, realizada às 12:00 UTC para a radiosondagem, e aos dados TOVS\_CLIM e MM5 válidos para 15:00 UTC. No dia 20 a coerência é bem mais visível.

No dia 18 (Figura 8.12-a) os perfis verticais das temperaturas do ponto de orvalho com pouca umidade são observados em 480 hPa, sensivelmente previstos pelo MM5 em 400 hPa e 500 hPa. O perfil apresenta alta umidade próximo à superfície, a qual foi relativamente bem representada, exceto pelos dados TOVS acima de 900 hPa.

No dia 20 (Figura 8.7-b), os perfis são relativamente coerentes. Nas proximidades de 430 hPa a 460 hPa, os dados da radiosondagem indicam a presença de nuvens pouca espessas e com uma camada extremamente seca acima delas. Essa inversão de umidade foi detectada apenas em um nível pelo modelo MM5 e sondagem TOVS. Como se observa, os perfis apresentam também certa concordância, notadamente com os resultados do modelo MM5; e pelo fato de não empregar dados de suporte de modelos prognósticos, o processamento TOVS (ou mais precisamente TOVS\_CLIM) não apresenta resultados como os que se vêm sendo obtido no sistema implementado na Universidade de Aveiro quando se utiliza prognósticos numéricos como dados de suporte.



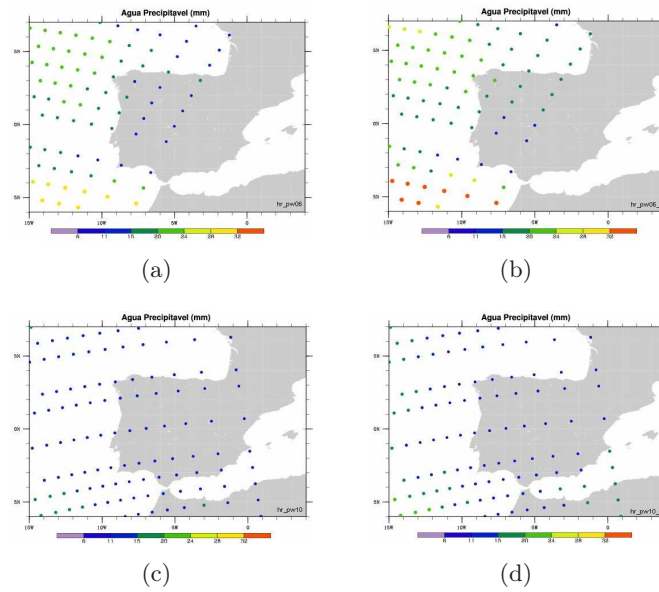


Figura 8.12: Campo da água precipitável TOVS\_CLIM (a,c) e TOVS\_PROG (b,d) para os dias 4, 5, 6 e 10 de dezembro de 2005.

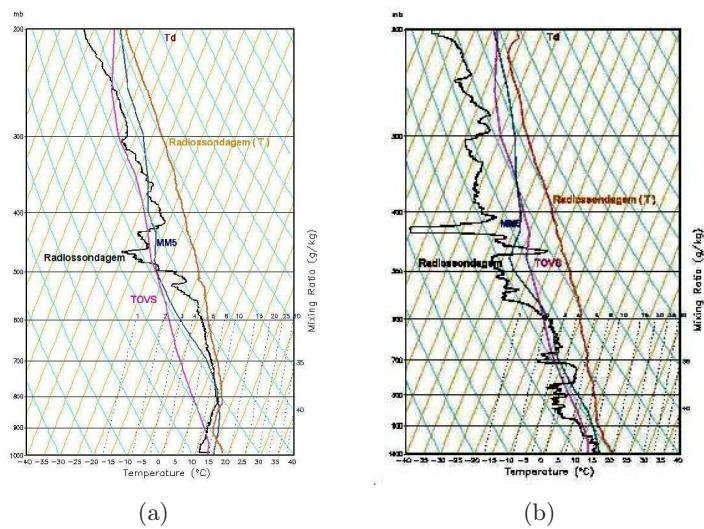


Figura 8.13: Perfis verticais da temperatura ( $T$ ) das radiosondagens e das temperaturas do ponto de orvalho obtidos pelo modelo MM5, TOVS\_CLIM e radiosondagem para os dias 18 (a) e 20 (b) de outubro de 2005



## Capítulo 9

# CONCLUSÃO

Um dos pontos cruciais das pesquisas sobre o vapor de água da atmosfera é o seu acoplamento com a fenomenologia da física da atmosfera que permite responder questões sobre seu conteúdo na atmosfera, suas mudanças de estado físico e para onde ela se direciona. As importantes e proeminentes questões que surgem, para o progresso no estudo do vapor de água nos sistemas atmosféricos podem ser divididas em teóricas, observacionais e modelagem numérica.

Sob o ponto de vista teórico, para melhorar a compreensão, do papel que o vapor de água desempenha, influenciando no balanço da radiação atmosférica; é necessário melhorar a compreensão dos processos físicos que determinam a sua distribuição espacial e as alterações temporais, incluindo os processos de formação e dissipação das nuvens e o seu transporte na atmosfera. No aspecto observacional, é necessário melhorar os sistemas de inferências dos perfis de vapor de água a partir dos dados de satélites; incluindo a re-análise do conjunto de dados já coletados e arquivados até o presente. Ao longo prazo será, também, necessário proceder à continuidade das observações globais para fins de registros climáticos históricos, bem como para estudos das tendências atmosféricas. A atualização e a melhora das observações de radiosondagens, particularmente sobre regiões com baixa temperatura e umidade; bem como a expansão e a continuidade da rede de observações é igualmente necessária para estudos que envolvem alterações no vapor de água. A promoção de dados com boa resolução vertical e a avaliação dos campos de vapor de água sensorado remotamente é um outro ponto crucial a ser considerado como de grande importância aos desenvolvimentos tanto na área espacial como de modelagem numérica da atmosfera. A disponibilidade de medidas de vapor de água, com grande resolução espacial, tanto dentro como nas vizinhanças dos sistemas de nuvens é também igualmente desejável. Na modelagem atmosférica cita-se a melhora dos processos de tratamento do vapor de água; dos métodos de se testar a validade dos modelos, particularmente das simulações do vapor de água e dos aspectos relacionados ao ciclo hidrológico.

O princípio teórico da assimilação de dados de satélites é relativamente simples; entretanto processados com grandes dificuldades práticas. Esse fato ocorre, pois a radiação que é recebida pelo satélite não é proveniente de um nível bem definido da atmosfera, mas de uma camada atmosférica cuja extensão é relativamente grande, de vários quilômetros, determinados pela superposição de informações que são coletadas por diferentes canais espectrais, dos sondadores dos satélites. Consequentemente os perfis verticais apresentam pobre resolução vertical, além de que, não há condições de se obter um perfil vertical da atmosférica que seja única e inequívoca, que produza a radiância medida pelo satélite; ou seja, há muitos perfis atmosféricos que podem, na realidade, produzir a mesma radiância medida pelo satélite. Em outras palavras, o problema da extração de perfis verticais da atmosfera é um problema matemático

---

mal posto (*il posed problem*) e com isso muito sensível a erros. Para se obter perfis verticais mais condizentes com a realidade é de grande importância a disponibilização de informações de suporte, ou seja, conhecimento à priori do perfil vertical que mais se aproxima da realidade. Sendo esse perfil de suporte muito importante na determinação de perfis atmosféricos baseado em dados de satélites, torna-se possível o uso imediato dos resultados da previsão de modelos numéricos da atmosfera, para a própria extração de perfis verticais dos sondadores atmosféricos dos satélites.

Os resultados apresentados mostram que a assimilação de dados dos sondadores TOVS com o 4DVAR pelo modelo MM5 produz uma melhora nos resultados da previsão do tempo de mesoescala. Entretanto, a pobre cobertura espacial de dados convencionais de ar superior não permite avaliar de forma direta o impacto no regime de circulação do ar superior da atmosfera. Não obstante, permite avaliar mediante análises de parâmetros de superfície, embora também não com observações com muita resolução espacial. Ressalta-se, entretanto que é exatamente nos baixos níveis da superfície que os dados de satélites apresentam maiores erros devido a pobre resolução vertical. Além disso, visto que a água precipitável da atmosfera é um parâmetro que depende da distribuição vertical da umidade, não há condições de se proceder qualquer avaliação quantitativa de comparação com dados convencionais observados. Os resultados dos processamentos do MM5, avaliados sobre a ótica das precipitações ocorridas em alguns eventos do passado sobre Portugal, permitem avaliar a destreza do modelo nas previsões de tempo de mesoescala.

---

## Apêndice A

# ÁGUA PRECIPITÁVEL DA ATMOSFERA

A coluna total de água da atmosfera é uma altura equivalente da água que resultaria se todo vapor de água da atmosfera for concentrado em uma camada líquida. É também comumente referida como quantidade de água precipitável (PW). Ela é determinada tomando toda a massa de vapor de água da troposfera e depositando-a na superfície da Terra. O valor da “altura” da coluna de água que a umidade teria na superfície da Terra é o que representa a PW. A massa de vapor de água é determinada pela temperatura do ponto de orvalho (razão de mistura de saturação) do ar integrado sobre toda troposfera.

Para obter a expressão algébrica empregada para a determinação da PW, considere uma coluna de água líquida com área transversal  $A$ , altura  $h$ . A altura  $h$  representa a água precipitável. A massa da coluna de água líquida é dada por:

$$m_l = \rho_l A h \quad (\text{A.1})$$

onde  $\rho_l$  é a densidade da água líquida ( $\rho_l = 1 \text{ g/cm}^3$ ).

A massa de vapor de água na coluna com secção transversal de área  $A$  da atmosfera é, por conseguinte, obtida por:

$$m_v = A m_w \int_0^{\infty} n_w(z) dz \quad (\text{A.2})$$

onde  $m_w$  é a massa de cada molécula de água ( $m_w = 18$ ),  $n_w$  é o número de densidade das moléculas de água, e a integração é feita para uma altitude  $z$ . Essa integração sobre a altitude é porque é estritamente necessário ter a distribuição total do vapor de água para calcular a água precipitável.

Se o vapor de água for exponencialmente distribuído, ou seja dado por:

$$n_w(z) = A m_w n_0 H \quad (\text{A.3})$$

onde  $n_0$  dá o número de densidade do vapor de água no nível  $z_0$  (superfície) e  $H$  a escala da altura da distribuição do vapor de água (distância *e-folding*), então a integral pode ser

analiticamente determinada e resultar em:

$$m_v = Am_w n_0 H \quad (\text{A.4})$$

Para obter a água precipitável, que é igual à massa do vapor ao do líquido (conservação da massa):

$$m_l = m_v \Rightarrow \rho_l A h = Am_w n_0 H \quad (\text{A.5})$$

e portanto:

$$h = \frac{m_w n_0 H}{\rho_l} \quad (\text{A.6})$$

Assim, para uma medição de  $n_0$ , e uma estimativa de  $H$ , a água precipitável pode ser estimada. A partir da lei dos gases ideais, o número de densidade das moléculas de água está relacionado com a pressão parcial do vapor ( $e_0$ ) e a temperatura ( $T_0$ ):

$$n_0 = \frac{e_0}{kT_0} \quad (\text{A.7})$$

e a água precipitável é portanto dada por

$$h = \frac{m_w e_0 H}{\rho_l k T_0} \quad (\text{A.8})$$

A pressão parcial do vapor da superfície, em hPa, pode ser obtida a partir da temperatura do ponto de orvalho da superfície ( $t_d$ ) (Clark 1987):

$$e_0 = \exp \left( 1,81 + \frac{17,27 t_d}{t_d + 237,3} \right) \quad (\text{A.9})$$

Formalmente, para uma atmosfera hidrostática e isotérmica, a escala da altura é dada por:

$$H = \frac{kT}{m_v g} \quad (\text{A.10})$$

onde  $g$  é a aceleração da gravidade. Se esse valor for usado para  $H$ , então

$$h = \frac{e_0}{\rho_l g} \quad (\text{A.11})$$

Infelizmente a expressão suposta para a escala da altura não é correta para obter o vapor de água da atmosfera. Dada uma temperatura de superfície ( $t = 10^\circ \text{C}$ ), a expressão empregada proporciona uma escala de altura de 13 km. Sob o ponto de vista das observações, a escala de altura do vapor de água da atmosfera terrestre é da ordem de 1,5 km a 2 km (Ulich 1980), portanto bem inferior a 13 km. Desta forma, uma expressão mais complexa deve ser empregada para a correta determinação; embora muitas vezes se utilize essa aproximação para inferir a PW quando se têm disponíveis apenas dados de superfície.

---

## Apêndice B

# MODELO MM5

### B.0.1 Equações Básicas do MM5

As equações básicas do modelo MM5 não hidrostático são apresentadas em coordenadas  $(x, y, \sigma)$ .

- Equação termodinâmica

$$dQ = c_v dT + p d\alpha = c_p dT - \alpha dp \quad (\text{B.1})$$

Considerando que pela Lei dos Gases,  $RdT = p d\alpha + \alpha dp$  e  $c_p - c_v = R$ , a equação da tendência da temperatura pode ser escrita na forma:

$$c_p \frac{dT}{dt} = \frac{1}{\rho} \frac{Dp}{Dt} + \dot{Q} \quad (\text{B.2})$$

- Equação da tendência da pressão

Da Lei dos Gases :

$$\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} = \frac{1}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} + \frac{1}{T} \frac{DT}{Dt} \quad (\text{B.3})$$

portanto com as equações da continuidade e da termodinâmica:

$$\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} = -\nabla \cdot V + \frac{\dot{Q}}{c_p T} + \frac{1}{\rho c_p T} \frac{Dp}{Dt} \quad (\text{B.4})$$

Mas, como  $c_p \rho T = \left(\frac{c_p}{R}\right) p$ , então ela pode ser reescrita na forma:

$$\frac{1}{p} \frac{Dp}{Dt} \left(1 - \frac{R}{c_p}\right) = -\nabla \cdot V + \frac{\dot{Q}}{c_p T}$$

ou ainda como  $1 - \frac{R}{c_p} = \frac{c_v}{c_p} = \frac{1}{\gamma}$ , então:

$$\frac{Dp}{Dt} = -\gamma p \nabla \cdot V + \frac{\gamma p \dot{Q}}{c_p T} \quad (\text{B.5})$$

- Equação do momento vertical

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} + g = D_w \quad (\text{B.6a})$$

ou em termos do volume específico,  $\alpha = \frac{1}{\rho}$  :

$$\frac{Dw}{Dt} + \alpha \frac{\partial p}{\partial z} + g = D_w \quad (\text{B.6b})$$

Definindo uma referência hidrostática  $\alpha = \alpha_0 + \alpha'$  e a perturbação  $p = p_0 + p'$ , B.6:

$$\frac{Dw}{Dt} + (\alpha_0 + \alpha') \left( \frac{\partial p_0}{\partial z} + \frac{\partial p'}{\partial z} \right) + g = D_w \quad (\text{B.7})$$

Por definição,  $\alpha_0 \frac{\partial p_0}{\partial z} = -g$  , portanto,

$$\frac{Dw}{Dt} + \alpha' \frac{\partial p'}{\partial z} + \alpha_0 \frac{\partial p'}{\partial z} + \alpha' \frac{\partial p_0}{\partial z} = D_w \quad (\text{B.8})$$

que pode ser escrito :

$$\frac{Dw}{Dt} + \alpha \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\alpha'}{\alpha} = D_w \quad (\text{B.9})$$

ou expandido em:

$$\frac{Dw}{Dt} + \alpha \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\alpha - \alpha_0}{\alpha_0} = D_w \quad (\text{B.10})$$

Em termos da densidade específica, B.10 é dada por:

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{\frac{1}{\rho} - \frac{1}{\rho_0}}{\frac{1}{\rho_0}} = D_w \quad (\text{B.11})$$

ou seja:

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} + g \frac{\rho'}{\rho} = D_w \quad (\text{B.12})$$

Essa equação pode ser expressa em termos da temperatura e da pressão de perturbação para os termos de flutuação na forma:

$$\frac{\rho'}{\rho} = \frac{\rho_0}{\rho} - 1 = \frac{p_0 T}{p T_0} - 1 = \frac{p_0}{p} \left( \frac{T}{T_0} - \frac{p}{p_0} \right) = \frac{p_0}{p} \left( \frac{T'}{T_0} - \frac{p'}{p_0} \right) \quad (\text{B.13})$$

e assim B.12 pode ser escrita:

$$\frac{Dw}{Dt} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p'}{\partial z} - g \frac{p_0}{p} \left( \frac{T'}{T_0} - \frac{p'}{p_0} \right) = D_w \quad (\text{B.14})$$

A mudança de coordenadas, do sistema de coordenadas  $(x, y, z)$  para  $(x, y, \sigma)$  pode ser realizada considerando que:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_z \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_\sigma - \left(\frac{\partial z}{\partial x}\right)_\sigma \frac{\partial}{\partial z} \quad (\text{B.15})$$

e como  $\delta z = \frac{\delta p_0}{\rho_0 g} = -\frac{(p^* \delta z + \sigma \delta p^*)}{\rho_0 g}$ , então:

$$\left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_z \rightarrow \left(\frac{\partial}{\partial x}\right)_\sigma - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \sigma} \quad (\text{B.16})$$

- Velocidade vertical  $\dot{\sigma}$

Considerando que a coordenada vertical é dada por:

$$\sigma = \frac{p_0 - p_{top}}{p_{sup} - p_{top}} = \frac{p_0 - p_{top}}{p^*} \quad (\text{B.17})$$

então

$$\dot{\sigma} = \frac{D\sigma}{Dt} = \frac{1}{p^*} \frac{Dp_0}{Dt} - \frac{(p_0 - p_{top})}{(p^*)^2} \frac{Dp^*}{Dt} \quad (\text{B.18})$$

ou, expandindo a derivada total, observando que  $p_0$  é hidrostático e que  $p_0 = p(z)$ , com  $p^* = p^*(x, y)$ :

$$\dot{\sigma} = \frac{\rho_0 g}{p^*} w - \frac{\sigma}{p^*} \left( u \frac{\partial p^*}{\partial x} + v \frac{\partial p^*}{\partial y} \right) \quad (\text{B.19})$$

### B.0.2 Equações do modelo MM5 não hidrostático

As equações do modelo não hidrostático são definidas em termos de um estado de referência constante, ou de estado básico, e das perturbações em relação a ele, considerando:

$$p(x, y, z, t) = p_0(z) + p'(x, y, z, t) \quad (\text{B.20})$$

$$T(x, y, z, t) = T_0(z) + T'(x, y, z, t) \quad (\text{B.21})$$

$$\rho(x, y, z, t) = \rho_0(z) + \rho'(x, y, z, t) \quad (\text{B.22})$$

O perfil típico da temperatura para o estado de referência,  $T_0(z)$ , pode ser dado por uma função analítica que retrate o perfil vertical médio da temperatura da troposfera.

A coordenada vertical  $\sigma$  é definida em termos da pressão atmosférica por:

$$\sigma = \frac{p_0 - p_t}{p_s - p_t} = \frac{p_0 - p_t}{p^*} \quad (\text{B.23})$$

onde  $p_s(x, y)$  e  $p_t$  representam, respectivamente, as pressões do estado de referência da superfície e do topo do modelo, independentemente do tempo. A pressão  $p^*(x, y) =$



$p_s(x, y) - p_t$  foi meramente introduzida para simplificar a notação. A pressão total em um ponto de grade pode ser, portanto, obtido com B.23 e B.20 por:

$$p = p^* \sigma + p_t + p' \quad (\text{B.24})$$

As equações do modelo na versão não hidrostática, em termos das coordenadas  $x, y$  e  $\sigma$ , excluindo as variáveis úmidas, são dadas conforme é apresentado a seguir.

- Momento horizontal

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* u}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uu}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vu}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* u \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + u \text{DIV} - \frac{mp^*}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) + \\ & p^* f v + D_u \end{aligned} \quad (\text{B.25})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* v}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uv}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vv}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* v \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + v \text{DIV} - \frac{mp^*}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) - \\ & p^* f u + D_v \end{aligned} \quad (\text{B.26})$$

- Momento vertical

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* w}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uw}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vw}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* w \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + w \text{DIV} + p^* g \frac{\rho_0}{\rho} \left( \frac{1}{p^*} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} + \frac{T'_v}{T} - \frac{T_0 p'}{T p_0} \right) - \\ & p^* g(q_c + q_r) + D_w \end{aligned} \quad (\text{B.27})$$

- Pressão

Essa equação pode ser obtida a partir das relações entre a equação da continuidade de massa totalmente compressível e do gás perfeito.

- Temperatura

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* T}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uT}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vT}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* T \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + T \text{DIV} - \frac{1}{\rho c_p} \left( p^* \frac{Dp'}{Dt} - \rho_0 g p^* w - D_{p'} \right) + p^* \frac{Q}{c_p} + D_T \end{aligned} \quad (\text{B.28})$$

onde :

$$\text{DIV} = m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{u}{m})}{\partial x} + \frac{\partial(p^* \frac{v}{m})}{\partial y} \right) + \frac{\partial(p^* \dot{\sigma})}{\partial \sigma} \quad (\text{B.29})$$

$$\dot{\sigma} = \frac{\rho_0 g}{p^*} w - \frac{m \sigma}{p^*} \left( u \frac{\partial p^*}{\partial x} - v \frac{\partial p^*}{\partial y} \right) \quad (\text{B.30})$$

Os termos  $D_*$  representam termos de difusão horizontal e vertical e mistura vertical devido à turbulência da camada-limite planetária ou ajuste convectivo seco.

O único termo desprezado nas equações B.25 a B.29 foi o termo diabático, que contribui para a tendência da pressão de perturbação. Esse termo é desprezível nos regimes meteorológicos normais, pois apenas força uma pequena divergência nas regiões em que ocorrem aquecimentos. O termo  $D_{p'}$ , em B.28, faz uma pequena correção, em  $D_T$ , permitindo pequenas diferenças na pressão horizontal da difusão térmica.

Na forma não hidrostática é possível incorporar outros termos da força de Coriolis que costumam ser desprezados nas aproximações tradicionais. A força total de Coriolis apresenta uma pequena aceleração para cima (baixo) nos escoamentos de oeste (leste) e uma aceleração para oeste (leste) nos escoamentos para cima (baixo), em adição à deflexão para a direita (esquerda) do escoamento horizontal do Hemisfério Norte (Sul). Para determinar essa força, definem-se dois parâmetros adicionais. Um deles dado por  $e = 2\Omega \cos \phi$ , onde  $\Omega$  é a velocidade angular da Terra e  $\phi$  a latitude; e o outro parâmetro é definido por  $\theta$ , dado pela diferença angular entre o eixo  $y$  da grade e o norte verdadeiro. Esse termo é dado pela seguinte expressão:

$$\tan \theta = -\cos \phi \frac{\frac{\partial \lambda}{\partial y}}{\frac{\partial \phi}{\partial x}} \quad (\text{B.31})$$

onde  $\lambda$  é a longitude. Com essa definição, observa-se que  $\theta$  é positivo se o norte for girado no sentido horário a partir do eixo  $y$ .

Por conseguinte, as equações podem ser reescritas nas formas a seguir.

- Momento horizontal

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* u}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uu}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vu}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* u \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + u \text{DIV} - \frac{mp^*}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) + \\ & p^* f v - p^* e w \cos \theta + D_u \end{aligned} \quad (\text{B.32})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* v}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uv}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vv}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* v \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + v \text{DIV} - \frac{mp^*}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) - \\ & p^* f u + p^* e w \sin \theta + D_v \end{aligned} \quad (\text{B.33})$$

- Momento vertical

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* w}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uw}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vw}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* w \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + w \text{DIV} + p^* g \frac{\rho_0}{\rho} \left( \frac{1}{p^*} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} + \frac{T'_v}{T} - \frac{T_0 p'}{T p_0} \right) - \\ & p^* g (q_c + q_r) + p^* e (u \cos \theta - v \sin \theta) + D_w \end{aligned} \quad (\text{B.34})$$

- Pressão

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* p'}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{up'}{m})}{\partial x} - \frac{\partial(p^* \frac{vp'}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* p' \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + p' \text{DIV} - \\ & m^2 p^* \gamma p \left( \frac{\partial(\frac{u}{m})}{\partial x} - \frac{\sigma}{mp^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{\partial(\frac{v}{m})}{\partial y} - \frac{\sigma}{mp^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) + \rho_0 g \gamma p \frac{\partial w}{\partial \sigma} + p^* \rho_0 g w \end{aligned} \quad (\text{B.35})$$

- Temperatura

$$\begin{aligned}
\frac{\partial p^* T}{\partial t} &= -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uT}{m})}{\partial x} + \frac{\partial(p^* \frac{vT}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* T \dot{\sigma})}{\partial \sigma} \\
&+ T \text{DIV} - \frac{1}{\rho c_p} \left( p^* \frac{Dp'}{Dt} - \rho_0 g p^* w - D_{p'} \right) + p^* \frac{Q}{c_p} + D_T \\
\frac{\partial p^* T}{\partial t} &= -m^2 \left( \frac{\partial(p^* \frac{uT}{m})}{\partial x} + \frac{\partial(p^* \frac{vT}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial(p^* T \dot{\sigma})}{\partial \sigma} \\
&+ T \text{DIV} - \frac{1}{\rho c_p} \left( p^* \frac{Dp'}{Dt} - \rho_0 g p^* w - D_{p'} \right) + p^* \frac{Q}{c_p} + D_T
\end{aligned} \tag{B.36}$$

O MM5 é um modelo programado em diferenças finitas para pontos de grades centradas no espaço e tempo. Diferenças finitas de segunda ordem são empregadas nos termos de advecção; e é aplicado um filtro de Asselin (1972) na integração temporal de todas variáveis prognósticas.

### B.0.3 Diferenças finitas no espaço

As equações do modelo MM5 são representadas em termos de diferenças finitas utilizando a grade  $B$  de Arakawa, com as velocidades horizontais não dispostas nos mesmos pontos que as outras variáveis (em inglês, *staggered*, doravante “estagueradas”); conforme ilustrado na Figura B.0.3.

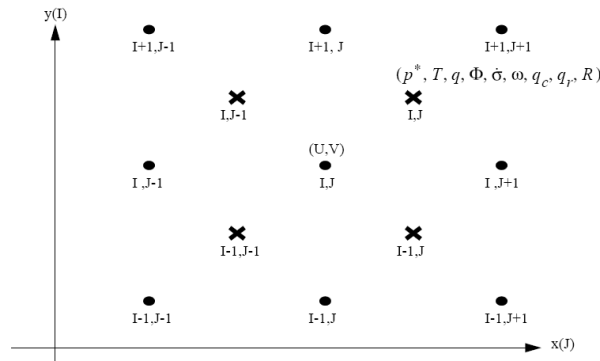


Figura B.1: Disposição das variáveis na grade  $B$  de Arakawa

A velocidade vertical é estaguerada na vertical. O processo de formulação da discretização do modelo não segue a padronização normal, ou seja, os índices  $I$  denotam a direção  $y$  e o  $J$  a direção  $x$ . Para facilitar a notação, considere as seguintes notações simbólicas para a diferenciação centrada no espaço e a média na direção zonal:

$$a_x = \frac{a_{i,j+1/2} - a_{i,j-1/2}}{\Delta x} \tag{B.37}$$

$$\bar{a}^x = \frac{1}{2} \left( a_{i,j+1/2} + a_{i,j-1/2} \right) \tag{B.38}$$

e a média na vertical, entre as camadas  $\sigma$ , considerando médias ponderadas na forma:

$$\bar{a}^\sigma = \frac{a_{k+1/2} \left( \sigma_k - \sigma_{k-1/2} \right) + a_{k1/2} \left( \sigma_{k+1/2} - \sigma_k \right)}{\left( \sigma_{k+1/2} - \sigma_{k-1/2} \right)} \quad (\text{B.39})$$

A diferenciação espacial dos termos das equações predictivas do momento horizontal pode, portanto, ser representado por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p_d^* u)}{\partial t} = & -m^2 \left[ \left( \bar{u}^x \frac{\bar{p}_d^* u^{xyy}}{m} \right)_x + \left( \bar{u}^y \frac{\bar{p}_d^* v^{xyx}}{m} \right)_y \right] - \left( \bar{p}_d^* u^{\sigma} \bar{\sigma}^{xy} \right)_\sigma + \\ u \overline{DIV}^{xy} - & \frac{m p_d^*}{\bar{\rho}^{xy}} \left[ \bar{p}'^y_x - (\bar{\sigma} p^*)^y_x \frac{\bar{p}'^{\sigma}_{xy}}{p^*} \right] + p_d^* f v + D(p_d^* u) \end{aligned} \quad (\text{B.40})$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p_d^* v)}{\partial t} = & -m^2 \left[ \left( \bar{v}^x \frac{\bar{p}_d^* u^{xyy}}{m} \right)_x + \left( \bar{v}^y \frac{\bar{p}_d^* v^{xyx}}{m} \right)_y \right] - \left( \bar{p}_d^* v^{\sigma} \bar{\sigma}^{xy} \right)_\sigma + \\ v \overline{DIV}^{xy} - & \frac{m p_d^*}{\bar{\rho}^{xy}} \left[ \bar{p}'^x_y - (\bar{\sigma} p^*)^x_y \frac{\bar{p}'^{\sigma}_{xy}}{p^*} \right] + p_d^* f u + D(p_d^* v) \end{aligned} \quad (\text{B.41})$$

onde

$$DIV = m^2 \left[ \left( \frac{\bar{p}_d^* u^y}{m} \right)_x + \left( \frac{\bar{p}_d^* v^x}{m} \right)_y \right] + p_d^* \dot{\sigma}_\sigma \quad (\text{B.42})$$

com a média tripla seguindo os princípios utilizados por Anthes (1972).

Os processos de subgrades e os operadores de difusão são representados por:

$$D(a) = K_h \Delta x^2 (a_{xxxx} + a_{yyyy}) + (K_v a_z)_z + (TendenciasPBL) \quad ,$$

onde o esquema de quarta ordem é reduzido para o de segunda ordem próximos à fronteira; e PBL denota camada limite planetária.

A velocidade da coordenada vertical é obtida com:

$$\dot{\sigma} = \frac{\bar{\rho}_0^\sigma}{p^*} g w - \frac{m \sigma}{p^*} (\bar{p}^*)^x_x \bar{u}^{xy\sigma} - \frac{m \sigma}{p^*} (\bar{p}^*)^y_y \bar{v}^{xy\sigma} \quad (\text{B.43})$$

e a equação do momento vertical:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p_d^* w)}{\partial t} = & -m^2 \left[ \left( \bar{w}^x \frac{\bar{p}_d^* u^{y\sigma}}{m} \right)_x + \left( \bar{w}^y \frac{\bar{p}_d^* v^{x\sigma}}{m} \right)_y \right] - \left( \bar{p}_d^* w^{\sigma} \bar{\sigma}^{\sigma} \right)_\sigma + \\ w \overline{DIV}^\sigma + & p^* g \frac{\bar{\rho}_0^\sigma}{\rho} \left[ \frac{1}{p^*} p'_\sigma - \frac{1}{\gamma} \frac{p' T_0^\sigma}{p_0 T} \right] + \\ - p^* g \frac{\bar{\rho}_0^\sigma}{\rho} \left[ \frac{T_v^\sigma}{T} - \frac{R}{c_p} \frac{p' T_0^\sigma}{p_0 T} \right] - & p^* g (q_c + q_r) + D(p^* w) \end{aligned} \quad (\text{B.44})$$

A equação da tendência, desprezando os termos diabáticos é dada por:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* p'}{\partial t} = & -m^2 \left[ \left( \overline{p'^x} \frac{\overline{p^* u^y}}{m} + \overline{p'^y} \frac{\overline{p^* v^x}}{m} \right) \right] - \left( \overline{p^* p'^\sigma} \dot{\sigma} \right)_\sigma + p' DIV + p^* \rho_0 g \overline{w}^\sigma \\ & - m^2 p^* \gamma p \left[ \left( \frac{\overline{u^y}}{m} \right)_x - (\sigma \overline{p^{*x}})_x \frac{1}{m p^*} \overline{u}^\sigma x y^\sigma + \left( \frac{\overline{v^x}}{m} \right)_x - (\sigma \overline{p^{*y}})_x \frac{1}{m p^*} \overline{v}^\sigma x y^\sigma - \frac{\rho_0 g}{m^2 p^*} w_\sigma \right] \end{aligned} \quad (\text{B.45})$$

e da tendência da temperatura é diferenciada na forma:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(p^* T)}{\partial t} = & -m^2 \left[ \left( \overline{T^x} \frac{\overline{p^* u^y}}{m} \right)_x + \left( \overline{T^y} \frac{\overline{p^* v^x}}{m} \right)_y \right] - (\overline{p^* T^\sigma} \dot{\sigma})_\sigma + \\ & T DIV - \frac{1}{\rho c_p} \left[ p^* \frac{Dp'}{Dt} - \rho_0 g \overline{p^* w}^\sigma - D(p^* p') \right] + p^* \frac{\dot{Q}}{c_p} + D(p^* T) \end{aligned} \quad (\text{B.46})$$

onde  $\frac{Dp'}{Dt}$  é diferenciado como o correspondente termo em B.45. As variáveis úmidas apresentam formas de advecção similar àquelas em B.45 e B.46.

O termo do gradiente de pressão em B.40 é dado por:

$$PG = -m p_d^* \overline{\phi_x^y} - \frac{m R \overline{T_v^{xy}}}{\left( 1 + \frac{p_t}{p^* d} \right)} \overline{p_x^* y} \quad (\text{B.47})$$

e da mesma forma o gradiente  $y$  em B.41.

A tendência da pressão da superfície é obtida integrando sobre todas as camadas (KMAX) de espessura  $\delta\sigma(k)$ :

$$\frac{\partial p^*}{\partial t} = -m^2 \sum_{k=1}^{KMAX} \left\{ \left( \left( \frac{\overline{p_d^{*u^y}}}{m} \right)_x + \left( \frac{\overline{p_d^{*v^x}}}{m} \right)_y \right) \delta\sigma(k) \right\} \quad (\text{B.48})$$

e assim  $\dot{\sigma}$  é obtido, integrando de cima para baixo (*downward*), com:

$$\dot{\sigma}(k+1) = \dot{\sigma}(k) - \frac{\partial p^*}{\partial t} \frac{\delta\sigma(k)}{p^*} - m^2 \left[ \left( \frac{\overline{p_d^{*u^y}}}{m} \right)_x + \left( \frac{\overline{p_d^{*v^x}}}{m} \right)_y \right] \frac{\delta\sigma(k)}{p^*} \quad (\text{B.49})$$

e a condição de contorno superior de velocidade nula,  $\dot{\sigma}(k=1) = 0$

O termo diabático em B.47, representado pelos termos do segundo conjunto entre colchetes, no caso hidrostático, é simplesmente dado por  $p^* \omega$ , onde

$$\omega = \frac{dp}{dt} = p^* \overline{\dot{\sigma}^\sigma} + \sigma \left( \frac{\partial p^*}{\partial t} + m \overline{u^{xy}} \overline{p_x^{*x}} + m \overline{v^{xy}} \overline{p_y^{*y}} \right) \quad (\text{B.50})$$

A integração da equação hidrostática, para obter a altura geopotencial no modelo hidrostático é feita considerando:

$$\delta\phi = -R \overline{T_v} L^\sigma \delta \ln \left( \sigma + \frac{p_t}{p^*} \right) \quad \text{B.50,}$$

onde

$$L = \left(1 + \frac{q_c + q_r}{1 + q_v}\right)^{-1} \quad (\text{B.51})$$

Tendo em vista que  $\phi$  é requerido apenas nos níveis onde são definidas as velocidades verticais (níveis intermediários), ele tem que ser integrado inicialmente entre a superfície, onde  $\sigma = 1$  e  $\phi = gh$  (onde  $h$  é a altura acima do nível do mar), e o menor nível intermediário empregando a equação B.51, com valores de  $T_v, q_v, q_c, q_r$  do nível inferior. Nos demais níveis, são empregadas médias verticais entre dois níveis.

#### B.0.4 Diferenças finitas no tempo

A diferenciação temporal, tanto no modo hidrostático como não hidrostático, consistem de passos com o esquema *leap-frog* e filtro Asselin. Com esse filtro temporal evita-se o particionamento da solução, geralmente associado com os esquemas *leap-frog*. O esquema é aplicado em todas variáveis com o esquema:

$$\hat{\alpha}^t = (1 + 2\nu) \alpha^t + \nu (\alpha^{t+1} + \hat{\alpha}^{t-1}) \quad (\text{B.52})$$

onde  $\hat{\alpha}$  é a variável filtrada. O coeficiente  $\nu$ , no modelo MM5, é de 0,1 para todas variáveis. Para a estabilidade do esquema, os termos de difusão são determinados para as variáveis no instante de tempo  $t-1$ , assim como os termos associados com os processos físicos úmidos.

O particionamento no tempo é aplicado tanto na versão hidrostática como na não hidrostática, para aumentar a eficiência da integração. Tendo em vista que o modelo não hidrostático é completamente compressível, incorporam as ondas de som que são rápidas e, portanto, requerem menor espaço de tempo para manter a estabilidade numérica. No caso hidrostático, as ondas de gravidade externa são os fatores limitantes, uma vez que são de pequenas na amplitude (quase-linear) e contêm apenas uma pequena fração da energia total; ou seja, variam lentamente sobre a escala de tempo das ondas de Rossby. A técnica descrita a seguir é empregada para particionar essas ondas que movem rapidamente, comparadas com as do resto da solução.

#### Esquema semi-implícito não hidrostático

Para as equações da formulação não hidrostática é possível separar, diretamente, os termos envolvidos com as ondas acústicas daqueles que movem comparativamente de forma mais lenta, e manusear o primeiro com menor passo de tempo, procedendo à atualização dos termos lentos menos freqüentemente. O conjunto de equações reduzidas, para o passo de tempo menor, torna o modelo mais eficiente. As equações separadas contêm apenas interações entre o momento e pressão e pode ser escrito:

- Momento horizontal

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{m}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial x} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) = S_u \quad (\text{B.53})$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{m}{\rho} \left( \frac{\partial p'}{\partial y} - \frac{\sigma}{p^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} \right) = S_v \quad (\text{B.54})$$

- Momento vertical

$$\frac{\partial w}{\partial t} - \frac{\rho_0}{\rho} \frac{g}{p^*} \frac{\partial p'}{\partial \sigma} + \frac{g}{\gamma} \frac{p'}{p} = S_w \quad (\text{B.55})$$

$$\begin{aligned} & \frac{\partial p'}{\partial t} + m^2 \gamma p \left( \frac{\partial(\frac{u}{m})}{\partial x} - \frac{\sigma}{mp^*} \frac{\partial p^*}{\partial x} \frac{\partial u}{\partial \sigma} + \frac{\partial(\frac{v}{m})}{\partial y} - \frac{\sigma}{mp^*} \frac{\partial p^*}{\partial y} \frac{\partial v}{\partial \sigma} \right) - \\ & - \frac{\rho_0 g \gamma p}{p^*} \frac{\partial w}{\partial \sigma} - \rho_0 g w = S_{p'} \end{aligned} \quad (\text{B.56})$$

onde os termos  $S$  contêm tendências da advecção, difusão, flutuação e Coriolis e são mantidos constantes durante o sub-passo de tempo. Note-se que apenas uma parte do termo  $\frac{p'}{p}$  está em B.55, pois o resto foi absorvido no termo da flutuação que contribui para  $S_w$ .

O método da solução segue o esquema de Klemp and Wilhelmson (1978) para o curto passo de tempo. Iniciando com  $u$ ,  $v$ ,  $w$ ,  $p'$  conhecidos no instante de tempo  $\tau$ , marcham-se no tempo (*forward*) as duas equações do momento B.53 e B.54 para obter  $u^{\tau+1}$ ,  $v^{\tau+1}$ , que são então utilizados na equação da pressão; com um tratamento explícito e centrado em tempo para as ondas de som propagando horizontalmente. A propagação vertical das ondas de som é tratada implicitamente, fazendo com que  $w^{\tau+1}$  e  $p'^{\tau+1}$  dependam dos valores médios dos instantes de tempo de  $p'$  e  $w$ , respectivamente, em B.55 e B.56. Por exemplo,  $p'$  de B.55 é representado por:

$$\overline{p'}^\beta = \frac{1}{2} (1 + \beta) p'^{\tau+1} + \frac{1}{2} (1 - \beta) p'^\tau \quad (\text{B.57})$$

e semelhantemente para  $w$  em B.56.

O parâmetro  $\beta$  determina o fator de ponderação no tempo, onde o valor 0 dá a média centrada no tempo e o valor positivo um viés no passo de tempo futuro, que pode ser usado para amortecimento das ondas acústicas. Na prática são usados valores de  $\beta = 0, 2$  a  $0, 4$ .

Com derivativas de segunda ordem no espaço, as formas das diferenças finitas das equações B.55 e B.56 podem ser combinadas, eliminando  $p'^{\tau+1}$  em uma equação de diferenças finitas para  $w^{\tau+1}$ ; que pode ser resolvida por recurso direto de uma matriz tridiagonal.

O esquema de diferenciação implícita na vertical permite que o curto passo de tempo seja independente da resolução vertical do modelo, o qual é importante para a eficiência do processo. Com isso o passo depende, portanto, apenas da dimensão da grade na horizontal. Adicionalmente, a técnica de amortecimento de Skamrock and Klemp (1992) é usada para controlar as ondas de som que se propaga horizontalmente. O método é equivalente a utilizar os termos de pressão extrapolado em tempo em B.52 e B.53, nos quais na prática a extrapolação corresponde a de cerca de  $0,1 \Delta\tau$ .

A temperatura e a umidade são previstas usando o passo *leap-frog* normal, com  $\Delta t$ , pois não apresentam termos de alta frequência contribuindo para ondas acústicas. Os termos do momento e da pressão, que variam lentamente e estão contidos nos termos apresentados como “S” nas equações, são também calculados nesses passos *leap-frog*. Mas para essas variáveis a marcha de  $t - \Delta t$  para  $t + \Delta t$  é particionada (*split*);



tipicamente, em quatro passos de comprimentos  $\Delta\tau$ , durante os quais são continuamente atualizados o momento e a pressão.

### Condição de contorno lateral

- Condição de contorno esponja

A condição de contorno esponja se aplica apenas para a formulação hidrostática e é estabelecida por meio da seguinte expressão:

$$\left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)_n = w(n) \left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)_{MC} + [1 - w(n)] \left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)_{LS} \quad (\text{B.58})$$

onde:

- $n = 1, 2, 3, 4$  para os pontos da grade das variáveis definidas em  $x$  na Figura B.1;
  - $n = 1, 2, 3, 4, 5$  para as variáveis estabelecidas nos pontos cheios (.) da Figura B.1;
  - $\alpha$  representa qualquer uma das definidas pelo modelo;
  - MC denota a tendência calculada pelo modelo;
  - LS a tendência de grande escala, obtida ou das observações ou dos modelos de simulação de larga escala;
  - $n$  é o deslocamento, em número de pontos de grades do contorno mais próximo ( $n = 1$  no contorno)
  - $w(n)$  são coeficientes de ponderação para as variáveis. Nos pontos das variáveis definidas em  $x$  (contando a partir do contorno, para os pontos mais internos) são dados pelos valores 0,0; 0,4; 0,7 e 0,9; enquanto para os pontos cheios (.) são dados por 0,0; 0,2; 0,55; 0,8 e 0,95. Todos os demais pontos do domínio maior têm valores  $w(n) = 1$ .
- Condição de contorno de relaxação

A condição de contorno de relaxação envolve o nudging (doravante *relaxamento*) das variáveis previstas pelo modelo para aquelas das análises de larga escala. Esse método inclui tanto os termos newtonianos como de difusão e é aplicado empregando-se a seguinte expressão:

$$\left(\frac{\partial\alpha}{\partial t}\right)_n = F(n)F_1(\alpha_{LS} + \alpha_{MC}) - F(n)F_2(\alpha_{LS} - \alpha_{MC}) \quad (\text{B.59})$$

Para  $n = 2, 3, 4$  e  $F$  diminuindo linearmente a partir do contorno lateral do domínio:

$$F(n) = \left(\frac{5-n}{3}\right) \quad (\text{b1.43a})$$

e para  $n > 4$

$$F(n) = 0 \quad (\text{b1.43b})$$

Além disso,

$$F_1 = \frac{1}{10\Delta t} \quad (\text{B.60a})$$

$$F_2 = \frac{\Delta s^2}{50\Delta t} \quad (\text{B.60b})$$

O método é também usado para o caso não hidrostático do modelo; para o *nudge* (doravante *relaxação*) da pressão de perturbação se aproximar das observações ou dos resultados das simulações dos modelos de larga escala. Entretanto, para o caso não hidrostático a velocidade vertical não é relaxada. Ela pode variar livremente, exceto para as linhas e as colunas mais externas da grade, onde são impostas as condições de gradiente nulo. Para as componentes da velocidade horizontais, os valores nos pontos com escoamentos entrando no domínio são especificados de forma similar às especificações da temperatura e da pressão. Os valores nos contornos com escoamentos saindo do domínio são obtidos por extrapolação a partir dos pontos interiores. Esses valores de contorno são necessários apenas na computação dos termos não lineares da divergência do fluxo horizontal do momento, e não são requeridos na computação da divergência horizontal.

No tocante às variáveis úmidas, tanto a água da chuva como das nuvens, neve e gelo são considerados nulos nos pontos de entrada do domínio; assim como os gradientes nulos nos pontos de saída do domínio. Entretanto, o modelo permite, como opção, especificar não apenas os valores desses parâmetros nos contornos, como também das outras variáveis.

- Condição de contorno radiativo

Uma opção do modelo não hidrostático é a condição de contorno radiativo na parte superior do modelo. Klemp and Durran (1983) e Bougeault (1983) desenvolveram condições de contorno superior, que permitem a passagem das energias das ondas pelo contorno sem reflexão. Essa condição pode ser expressa para as ondas hidrostáticas por:

$$\hat{p} = \frac{\rho N}{K} \hat{w} \quad (\text{B.61})$$

onde  $\hat{p}$  e  $\hat{w}$  são, respectivamente, as componentes horizontais de Fourier da pressão e da velocidade vertical;  $\rho$  e  $N$  a densidade e a frequência de flutuação próximas do topo do modelo e

$K$  o número de onda total da componente de Fourier.

A equação B.45 deve ser forçada para todos componentes, caso o transporte de energia seja apenas para cima e sem reflexão.

A condição de contorno superior é aplicada de forma combinada com o cálculo implícito da pressão e do momento vertical. Antes de conhecer qualquer valor no instante  $n + 1$ , os valores do topo do modelo ( $w_1$ ) é estaguerado, metade do comprimento de uma grade acima de  $p_1$ ) são determinados com:

$$p^{n+1} = b + a w_1^{n+1} \quad (\text{B.62})$$

onde os coeficientes  $a(x, y, t)$  dependem da estrutura termodinâmica, bem como da condição de contorno inferior de  $w$ , na coluna do modelo. Esses coeficientes variam

entre cerca de 5% de um valor constante, mesmo em pontos com topografias elevadas, e são também bastante dependentes do tempo. Os valores de  $b(x, y, t)$ , por outro lado, dependem da pressão e também da maior parte dos termos da equação da tendência da pressão. Nesse estágio, tanto  $a$  como  $b$  são conhecidos. Assim, mediante uma transformação, supondo que os coeficientes  $a(x, y, t)$  variam pouco com relação a uma constante não nula e considerando um certo valor médio,  $(\bar{a})$ :

$$\hat{p} = \hat{b} + \bar{a} \hat{w} \quad (\text{B.63})$$

Combinando B.63 com a condição radiativa B.61, para o número de onda  $K = \frac{2\pi}{\lambda}$ ; tomando  $\overline{\rho N}$  no topo do modelo e eliminando  $\hat{p}$ :

$$\hat{w} = \frac{K \hat{b}}{\overline{\rho N} - \bar{a} K} \quad (\text{B.64})$$

Usando uma transformada tipo co-seno sobre uma área delimitada por duas dimensões (2D), as transformadas adiantada (*forward*) e atrasada (*backward*) podem ser combinadas em um simples operador sobre o campo dos coeficientes  $b(x, y, t)$  para se obter  $w_1^{n+1}$ . Assim,

$$w_{ij} = \sum_{i=I-6}^{I+6} \sum_{j=J-6}^{J+6} \alpha_{ij} b_{ij} \quad (\text{B.65})$$

onde estão relacionadas as transformadas de  $13 \times 13$  pontos; e, a matriz  $\alpha$  pode ser pré-calculada e mantida constante durante o tempo de integração. Os elementos da matriz são obtidos por:

$$\alpha_{ij} = \sum_{k=0}^6 \sum_{l=0}^6 \frac{\delta_i \delta_j \delta_k \delta_l}{36} \cos \frac{2\pi k i}{12} \cos \frac{2\pi l j}{12} f(K) \quad (\text{B.66})$$

com  $f(K) = \frac{K}{\rho N - \bar{a} K}$  ;  $K = (\hat{k}^2 + \hat{l}^2)$ ; e  $\delta = 1$  exceto para os limites da somatória, onde  $\delta = 0.5$ .

Segundo as sugestões de Klemp and Durran (1983), a diferenciação finita dos gradientes de pressão e a divergência devem ser levadas em consideração, definindo números de ondas efetivas. Para a grade estaguerada  $B$ , os números de ondas efetivos podem ser expressos em termos do número de onda adimensional  $\hat{k}, \hat{l}$  onde,

$$\hat{k} = \frac{2}{\Delta x} \text{sen} \frac{k\pi}{12} \cos \frac{l\pi}{12} \quad (\text{B.67})$$

$$\hat{l} = \frac{2}{\Delta x} \text{sen} \frac{l\pi}{12} \cos \frac{k\pi}{12} \quad (\text{B.68})$$


---

## Apêndice C

# ESQUEMA DE REFINAMENTO DA GRADE

O esquema iterativo (*2-way*) da grade é construído com o intuito de permitir um número arbitrário de grades retangulares, que se sobrepõem e transladam as grades retangulares, com um número arbitrário de níveis de refinamentos. As grades devem ser alinhadas com as coordenadas do modelo e a razão do refinamento da grade em tempo e espaço é comum para todos os subdomínios.

Uma parte vital desse esquema de refinamento são as rotinas de interpolação (Smolarkiewicz and Grell (1992)) usadas na inicialização dos novos domínios, bem como para definir os contornos dos domínios (internos) com maior resolução. O ponto essencial do esquema de refinamento é descrito a seguir.

### C.0.5 Rotinas de interpolação monotônica

Um dos pontos cruciais de qualquer esquema de refinamento de grade são a precisão e a eficiência do procedimento da interpolação. Um dos problemas clássicos dos métodos tradicionais de ajuste polinomial usado para interpolar campos escalares definidos em grades discretas é que eles muitas vezes acabam levando as oscilações espúrias das regiões que apresentam fortes gradientes das variáveis interpoladas. Para suprimir os ruídos computacionais, característicos dos esquemas de interpolação quadrática, bem como os de ordem superior, que são muitas vezes implementadas, é necessário proceder à suavização ou impor uma grande difusão. Esses procedimentos, entretanto, introduzem uma difusão numérica excessiva que acaba saturando ou acentuando determinadas características dos campos interpolados. Uma abordagem mais avançada é a da interpolação que preserva a forma, que incorpora restrições apropriadas nas estimativas das derivadas usadas nos esquemas de interpolação (Rasch and Williamson (1990)).

No modelo MM5 uma das classes de esquemas, extraída dos algoritmos de advecção propostos por Smolarkiewicz and Grell (1992), é considerada como abordagem alternativa. Nessa proposição, o problema da interpolação se torna idêntico ao da advecção, quando o vetor distância é substituído pelo vetor velocidade. Visto que a preservação da forma e a monotonicidade são importantes no problema da interpolação, foi escolhido o esquema de Transporte do Fluxo Corrigido (FCT), que usa algoritmos dissipativos de fluxo de grade e precisão de alta ordem, desenvolvido por Tremback et al. (1987). A forma abreviada, que é usada no MM5, será descrita a seguir.

Dada a precisão da representação do algoritmo de interpolação, considerar-se-ão os esquemas FCT apenas a uma dimensão. Iniciando com a equação da advecção, em uma dimensão, na forma de fluxo:

$$\frac{\partial \phi}{\partial t} = - \frac{\partial (u\phi)}{\partial x} \quad (\text{C.1})$$

onde  $\phi$  é uma variável escalar advectada com o campo do escoamento  $u(x, y, t)$ .

Um esquema FCT pode ser escrito de forma compactada:

$$\phi_i^{n+1} = \Phi_i^{n+1} - (\bar{A}_{i+1/2} - \bar{A}_{i-1/2}) \quad (\text{C.2})$$

onde  $\Phi$  denota a solução monotônica de baixa ordem em (C.1) e  $\bar{A}$  o fluxo antidifusivo limitado, de forma a assegurar que a solução de (C.1) é livre de valores extremos locais e ausentes na solução de baixa ordem.

Note-se que:

$$\tilde{A}_{i+1/2} = \min(1, \beta_i^\downarrow, \beta_{i+1}^\uparrow) (A_{i+1/2})^+ + \min(1, \beta_i^\uparrow, \beta_{i+1}^\downarrow) (A_{i+1/2})^- \quad (\text{C.3})$$

onde

$$A_{i+1/2} \equiv F H_{i+1/2} - F L_{i+1/2} \quad (\text{C.4})$$

com  $FL$  e  $FH$  denotando fluxos de advecção; respectivamente, de alta ordem e baixa ordem.

$\square^+ \equiv \max(0, \square)$  ; e  $\square^- \equiv \min(0, \square)$  ; respectivamente, operadores das partes positiva e negativa e

$$\beta_i^\uparrow \equiv \frac{\phi_i^{MAX} - \phi_i^{n+1}}{A_i^{IN} + \varepsilon}; \quad \beta_i^\downarrow \equiv \frac{\phi_i^{n+1} - \phi_i^{MIN}}{A_i^{OUT} + \varepsilon} \quad (\text{C.5})$$

onde

- $A_i^{IN}$  e  $A_i^{OUT}$  representam, respectivamente, os valores absolutos dos fluxos de entrada e saída da  $i$ -ésima grade de  $A$  (C.4);
- $\varepsilon$  é um pequeno valor,  $\sim 10^{-15}$  e permite, para eficiência de codificação, eficientes valores de  $\beta$ , quando  $A_i^{IN}, A_i^{OUT}$  desaparecem;
- $\phi_i^{MAX}, \phi_i^{MIN}$  são limitadores que definem a monotonicidade do esquema (ou seja, por configuração) ( $\phi_i^{MIN} \leq \phi_i^{n+1} \leq \phi_i^{MAX}$ ); e são tradicionalmente especificados (Zalesak (1979)) por:

$$\phi_i^{MAX} = \max(\phi_{i-1}^n, \phi_i^n, \phi_{i+1}^n, \Phi_{i-1}^{n+1}, \Phi_i^{n+1}, \Phi_{i+1}^{n+1}) \quad (\text{C.6a})$$

$$\phi_i^{MIN} = \min(\phi_{i-1}^n, \phi_i^n, \phi_{i+1}^n, \Phi_{i-1}^{n+1}, \Phi_i^{n+1}, \Phi_{i+1}^{n+1}) \quad (\text{C.6b})$$

O esquema de interpolação da preservação da forma requer menos restrições restritivas de monotonicidade, comparado a um esquema de advecção conservativa. O valor mínimo de  $\beta$ , em (C.5), assegura que o fluxo antidifusivo atribuído à posição  $i + 1/2$ , na grade não contribua para a produção de extremos espúrios; e nem na grade  $i$  ou na  $i$

+ 1. Mas a monotonicidade do esquema de interpolação requer que  $\phi_i^{n+1} = \psi(x_0)$  seja livre de extremos espúrios. Consequentemente, a equação C.5 pode ser substituída por:

$$\tilde{A}_{i+1/2} = \min(1, \beta_i^\downarrow) [A_{i+1/2}]^+ + \min(1, \beta_i^\uparrow) [A_{i+1/2}]^- \quad (\text{C.7})$$

Além disso, visto que o campo efetivo do escoamento é constante, portanto incompressível, os limitadores em (C.7) podem ser simplificados para:

$$\phi_i^{MAX} = \max(\phi_{i-1}^n, \phi_i^n, \phi_{i+1}^n, \Phi_i^{n+1}) \quad (\text{C.8a})$$

$$\phi_i^{MIN} = \min(\phi_{i-1}^n, \phi_i^n, \phi_{i+1}^n, \Phi_i^{n+1}) \quad (\text{C.8b})$$

onde as redundantes dependências dos limitadores sobre  $\phi_i^{n+1}$  foram retidas para assegurar valores estritamente não negativos de  $\beta$  em (C.8) (Smolarkiewicz and Grabovski (1990)).

Visto que a solução de baixa ordem pode sempre ser escrita como um valor antigo, menos a divergência dos fluxos do esquema de baixa ordem, o algoritmo constituído pelas equações C.4 a C.8 está na forma de um esquema geral de advecção.

O esquema de advecção usado para calcular os fluxos, de alta ordem e baixa ordem, para as equações apresentadas foram propostas por Tremback et al. (1987). Iniciando com a forma de fluxo em uma dimensão, a advecção (C.1), na forma finita:

$$\begin{aligned} \phi_i^{n+1} &= +\phi_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} (F_{i+1/2} - F_{i-1/2}) \\ &= +\phi_i^n + \frac{\Delta t}{\Delta x} (b_m \phi_{i+1+m}^n - b_m \phi_{i+m}^n) \end{aligned} \quad (\text{C.9})$$

onde foram considerados:

$$F_{i+1/2}^- = \sum_m b_m \phi_{i+1+m}^n \quad (\text{C.10})$$

$$F_{i-1/2}^- = \sum_m b_m \phi_{i+m}^n \quad (\text{C.11})$$

Segundo Tremback et al. (1987), as soluções para os esquemas de ordem par, onde são empregados em cada esquema de refinamento da grade, são dados por:

$$F_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} = +\frac{\alpha}{2} (-\phi_i - \phi_{i+1}) + \frac{\alpha^2}{2} 2(-\phi_i + \phi_{i+1}) \quad (\text{C.12})$$

para a segunda ordem de precisão,

$$\begin{aligned} F_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} &= +\frac{\alpha}{12} (\phi_{i-1} - 7\phi_i - 7\phi_{i+1} + \phi_{i+2}) + \\ &+ \frac{\alpha^2}{24} (\phi_{i-1} - 15\phi_i + 15\phi_{i+1} - \phi_{i+2}) + \\ &+ \frac{\alpha^2}{12} (-\phi_{i-1} + \phi_i + \phi_{i+1} - \phi_{i+2}) + \\ &+ \frac{\alpha^2}{24} (-\phi_{i-1} + 3\phi_i - 3\phi_{i+1} + \phi_{i+2}) \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$



para a quarta ordem de precisão,

$$\begin{aligned}
 F_{i+1/2} \frac{\Delta t}{\Delta x} = & + \frac{\alpha}{12} ( \phi_{i-1} - 7\phi_i - 7\phi_{i+1} + \phi_{i+2} ) + \\
 & + \frac{\alpha^2}{24} ( \phi_{i-1} - 15\phi_i + 15\phi_{i+1} - \phi_{i+2} ) + \\
 & + \frac{\alpha^3}{12} ( -\phi_{i-1} + \phi_i + \phi_{i+1} - \phi_{i+2} ) + \\
 & + \frac{\alpha^4}{24} ( -\phi_{i-1} + 3\phi_i - 3\phi_{i+1} + \phi_{i+2} )
 \end{aligned} \tag{C.14}$$

para a sexta ordem de precisão,

$\alpha$  é definido por:

$$\alpha = U \frac{\Delta t}{\Delta x} \tag{C.15}$$

No modelo MM5 essas equações C.11 a C.14 são usadas para resolver o problema da interpolação. Note-se que o vetor velocidade é substituído pelo vetor distância,  $X_d$ , o qual, com a razão de refinamento da grade, simplesmente se torna 1/3 ou 2/3.

Para interpolar as condições de contorno, para as grades mais refinadas é usada a quarta ordem de precisão; enquanto que para a inicialização de novas grades aninhadas emprega-se a precisão de sexta ordem.

Enquanto a inicialização da nova grade aninhada cobre todo o domínio, a interpolação no contorno é feita para as últimas duas linhas e colunas da grade aninhada. Duas linhas são necessárias para assegurar que os mesmos operadores sejam aplicados para cada ponto de grade aninhado (incluindo a difusão de quarta ordem).

### C.0.6 Realimentação das grades

Tendo em vista que a razão do refinamento entre as grades no modelo MM5 é estabelecida como 3, a grade com maior resolução espacial tem que ser integrada três vezes mais freqüente que a do domínio mãe (MD); onde o MD é o domínio com menor resolução, de onde aquele com maior resolução obtém as condições de contorno.

Para manter soluções não divergentes na bi-interação (*2 way*), os campos meteorológicos devem alimentar de volta, da grade aninhada para o seu MD. Isso é feito no final de cada três passos de integração, em tempo, do domínio aninhado. Quando o procedimento é realizado sem suavização alguma, ou empregando um processo de médias, a solução no MD se apresentará um tanto quanto ruidosa (diluída com as informações de menor escala). Para evitar a instabilidade numérica, os seguintes métodos podem ser estabelecidos no modelo MM5 para remover os ruídos não resolvíveis pelo MD. Ressalta-se, entretanto, que esses suavizadores não são aplicados na parte interior da área de integração, que é completamente determinada pelo domínio de maior resolução.

O sistema de suavização usado pelo sistema MM5 nas várias formas foi definido por Shapiro (1970) segundo a equação:

$$\bar{\alpha} = \alpha_{i,j} + \frac{\nu}{2} (1 - \nu) (\alpha_{i+1,j} + \alpha_{i-1,j} + \alpha_{i,j+1} + \alpha_{i,j-1} + 4\alpha_{i,j}) + \frac{\nu^2}{4} (\alpha_{i+1,j+1} + \alpha_{i+1,j-1} + \alpha_{i-1,j+1} + \alpha_{i-1,j-1} - 4\alpha_{i,j}) \quad (\text{C.16})$$

- Média de nove pontos

O método de realimentação, que já estava programada na versão aninhada do MM4 (Zhang et al. (1986)), perfaz a média das informações para todo o domínio MD (contornando e centrando sobre os pontos de grades aninhados). Entretanto, o método não elimina todas as informações não resolvíveis do MD. Ele também impõe uma severa restrição no subsistema TERRAIN para o caso da versão hidrostática.

O método de realimentação da média dos nove pontos continua sendo uma das opções do modelo MM5, pois é muito útil para aplicações mais simples (como no caso de um domínio aninhado em outro de menor resolução). Certo cuidado deve ser levado em consideração quando se processam os dados do subsistema TERRAIN, de forma a criar arquivos consistentes com essa opção do MM5. O operador que é aplicado aos pontos de grade aninhados (note que nada é feito ao MD) é definido usando  $\nu = 0,5$  em (C.15).

- Suavizador de-suavisador

O método suavizador de-suavisador aplica um filtro que remove as ondas com comprimento de duas grades,  $2\Delta x$ , e amortece as ondas curtas. Entretanto, é aplicado de forma a conservar as ondas longas praticamente sem serem afetadas pelo filtro. O método é muito mais seletivo que os suavizadores puramente difusivos. Ele é aplicado apenas nos pontos de grade com menor resolução, em áreas onde os valores das grades de menor resolução são sobrescritos com valores da grade aninhada.

Um procedimento simples do suavizador de-suavisador envolve dois passos. A equação C.15 é inicialmente aplicada para suavizar o campo, e posteriormente para de-suavisar os campos. O valor de  $\nu = 0,5$  é usado para o coeficiente de suavização e  $\nu = -0,52$  para a de-suavização. O primeiro passo suaviza fortemente o campo, remove completamente as ondas  $2\Delta x$ ; e o segundo passo tenta reestabelecer as outras ondas com suas amplitudes originais. Esses dois passos do suavizador de-suavisador são aplicados no modelo.

## Apêndice D

# ASSIMILAÇÃO DE DADOS A QUATRO DIMENSÕES (FDDA)

A concepção da Assimilação de Dados a Quatro Dimensões (FDDA) é fundamentada no conceito de se combinarem dados correntes e passados em um modelo dinâmico, de forma que as equações prognósticas proporcionem não apenas uma continuidade do tempo como o acoplamento dinâmico entre os vários campos do modelo.

O FDDA nos modelos de mesoescala é, na realidade, o que estabelece a extensão lógica da relação tradicional existente entre os métodos de análise objetiva e as relações dinâmicas do modelo.

Correntemente dois tipos principais de FDDA são empregados operacionalmente e em pesquisa. O primeiro consiste, basicamente, no processamento intermitente da inicialização e da previsão explícita do modelo. O processamento usa a previsão subsequente, tipicamente de 3 a 12 hora, como primeira aproximação, em um passo estático e tridimensional de análise objetiva; repetindo, depois, o processo para outros ciclos da previsão. O segundo é fundamentado no processo de assimilação dinâmica e contínua, a cada passo de tempo do modelo. Nesse processo as funções forçantes são adicionadas nas equações do modelo para assimilar, de forma gradual e dinâmica, o estado do modelo aos valores das observações. Esse tipo de FDDA contínuo de assimilação, ou relaxação newtoniana, é o que se utiliza no sistema de modelagem MM5/PSU/NCAR. Esse processo de assimilação dinâmica (*nudging*) foi desenvolvido e testado por Kisler (1974); bem como por Anthes (1974); Hoke and Anthes (1976) ; Anthes (1977) ; Stauffer and Seaman (1990).

A técnica da relaxação newtoniana é relativamente simples e possibilita muita flexibilidade. Os dados podem ser de qualquer tipo: resultantes de medidas ou extraídos de outros parâmetros, e analisados, para um ponto de grade, para a assimilação do modelo ou a ser inserido como uma observação. As análises das observações nos pontos de grade que são assimiladas podem ser obtidas por correlação sucessiva; método variacional; ou técnicas de ótima interpolação estatística (OI). Os pesos das ponderações utilizados na assimilação às observações individuais (ajuste das observações às variáveis do modelo) podem ser atribuídas por meio de simples funções, do tipo Cressman, ou funções estatísticas mais complicadas baseadas na OI.

Os procedimentos da correção sucessiva; OI e a variacional são todos fundamentalmente relacionados com análises idealizadas, portanto, uma com as outras. Esse fato ocorre por-

---

que a relaxação Newtoniana é basicamente uma técnica de correção sucessiva, que emprega métodos numéricos para incluir a dimensão tempo. Ele relaxa o estado do modelo para o estado observado pela adição de termos de tendências artificiais, em uma ou mais equações prognósticas, baseadas nas diferenças entre os dois estados. A solução do modelo pode ser relaxado em direção às análises, do ponto de grade do modelo ou do ponto de observação individual, durante o instante do tempo próximo ao instante em que foram feitas as observações. Essas duas técnicas, doravante referidas como relaxação da análise ou relaxação da observação, podem ser empregadas de forma individual ou simultânea em qualquer ponto de grade do modelo MM5 (Stauffer and Seaman (1990), Stauffer et al. (1991), Stauffer and Seaman (1993) e Stauffer and Seaman (1994)).

### D.0.7 Relaxação da análise

O termo relaxação da análise (*analysis-nudging*) para uma dada variável é proporcional à diferença, em cada ponto de grade, entre o valor da variável, produzido pelo modelo e a análise das observações. A forma geral para a equação predictiva da variável  $\alpha(x, t)$  é representada, na forma de fluxo, por:

$$\frac{\partial p^* \alpha}{\partial t} = F(\alpha, x, t) + G_\alpha \cdot W_\alpha(x, t) \cdot \varepsilon_\alpha(x) \cdot p^* (\widehat{\alpha}_0 - \alpha) + G_{p^*} \cdot W_{p^*}(x, t) \cdot \varepsilon_{p^*}(x) \cdot \alpha (\widehat{p}_0^* - p^*) \quad (D.1)$$

Na equação D.1 todos os termos das forçantes físicas do modelo (advecção, efeitos de Coriolis etc.) são representados por  $F(\alpha, x, t)$ , onde  $\alpha$  são as variáveis dependentes do modelo;  $x$  são as variáveis espaciais independentes e  $t$  o tempo. O segundo e o terceiro termos da direita são similares e representam os termos de relaxação, respectivamente, para  $\alpha$  e  $p^*$ . Devido à forma de fluxo das equações predictivas, o terceiro termo deve ser considerado quando se assimila a pressão na equação da continuidade da versão hidrostática do modelo MM5. Ele é nulo na versão não hidrostática, pois  $p^*$ , nesse caso, é computado do estado de referência hidrostática e é constante em tempo.

Com  $G_{p^*} = 0$ , ou seja, na versão não hidrostática, a equação D.1 simplifica-se para:

$$\frac{\partial p^* \alpha}{\partial t} = F(\alpha, x, t) + G_\alpha \cdot W_\alpha(x, t) \cdot \varepsilon_\alpha(x) \cdot p^* (\widehat{\alpha}_0 - \alpha) \quad (D.2)$$

O fator de relaxação  $G_\alpha$  é que determina a magnitude do termo relativo a todos os outros processos do modelo em  $F(\alpha, x, t)$ ; cuja variação espacial e temporal é, na maior parte das vezes, determinada pela função ponderada a quatro dimensões de  $W$ , que especifica o peso da ponderação aplicado nas análises; onde  $W = w_{xy} w_\sigma w_t$ . O fator de análise da qualidade  $\varepsilon$ , que varia entre 0 e 1 é baseado na qualidade e na distribuição dos dados usados para produzir as análises nos pontos de grade. O  $\widehat{\alpha}_0$  representa a estimativa da observação para  $\alpha$ , analisado para o ponto de grade do modelo.

O fator de relaxação  $G_\alpha$  é definido com base em argumentos de escala. Visto que o processo de relaxação é uma contribuição artificial, o processo não deve tê-lo como um termo dominante na equação governante. Ele deve ter uma escala dada pelo mais lento processo de ajustamento físico do modelo, ou seja, dos efeitos inerciais. Assim,  $G_\alpha$  é em geral definido com magnitude similar ao do parâmetro de Coriolis. Ele deve, além disso, satisfazer a estabilidade numérica, ou seja,  $G_\alpha \leq \frac{1}{\Delta t}$ .

Sob o ponto de vista típico, o valor de  $G_\alpha$  varia entre  $10^{-4}s^{-1}$  a  $10^{-3}s^{-1}$ , para sistemas meteorológicos. Valores de  $G_\alpha = 3 \cdot 10^{-4}s^{-1}$  a  $6 \cdot 10^{-4}s^{-1}$  são geralmente suficientemente grandes. Um valor de  $G_\alpha$  muito grande forçará o estado do modelo de modo muito forte na direção das observações. Isso não é desejável, pois a habilidade das equações do modelo, para resolver o desequilíbrio da massa com o momento será reduzida; e a habilidade do modelo na geração da própria estrutura meteorológica de mesoescala (por exemplo, das frentes, linhas de instabilidade etc.) será reduzida pela brusca inserção de análises observadas. Esses problemas surgem porque as análises podem não resolver, no sentido de conter, as estruturas de mesoescala; ou podem estar contaminadas pelos erros das observações e das análises. Por outro lado, se  $G_\alpha$  for muito pequeno, as observações terão mínimos efeitos na evolução do estado do modelo, permitindo o crescimento de erros tanto na fase como na amplitude.

Por simplicidade, se forem eliminados os termos das forçantes físicas  $F(\alpha, x, t)$  de (D.2) e supor-se que  $W(x, t) = 1$  e  $\frac{\partial p^*}{\partial t} = 0$  e que a análise observacional é perfeita de forma invariante no tempo, então a equação diferencial:

$$\frac{\partial \alpha}{\partial t} = G_\alpha (\widehat{\alpha}_0 - \alpha) \quad (D.3)$$

tem a solução dada por:

$$\alpha = \widehat{\alpha}_0 + (\alpha_i - \widehat{\alpha}_0) e^{-G_\alpha t} \quad (D.4)$$

onde  $\alpha_i$  representa o valor inicial de  $\alpha$ , no início do período da relaxação.

A equação D.4 mostra que o estado do modelo se aproxima exponencialmente ao estado observado com o tempo *e-folding* de  $T_G = \frac{1}{G_\alpha}$ , que é da ordem de 0,93 h, para  $G_\alpha = 3 \cdot 10^{-4}s^{-1}$ . Isso significa que uma frequência de flutuação muito alta no dado, como aquela que pode estar disponível a partir dos perfiladores verticais de ventos (dados que podem ser obtidos com grande frequência temporal) ou de radares Doppler (por exemplo, a cada 5 minutos) não seria muito bem retida; a menos que  $G_\alpha$  seja muito maior. Isso mostra que o termo de relaxação não pode ser muito pequeno comparado a alguns termos de  $F(\alpha, x, t)$ .

A relaxação da vorticidade é um método alternativo que permite que a divergência do vento responda livremente no processo de ajustamento geostrófico do modelo. A equação B.3 pode ser alterada para as componentes do vento  $(u, v)$ , de forma que:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = G_u \frac{\partial (\widehat{\zeta}_0 - \zeta)}{\partial y} \quad (D.5)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} = G_v \frac{\partial (\widehat{\zeta}_0 - \zeta)}{\partial x} \quad (D.6)$$

onde  $\zeta$  é a vorticidade do modelo e  $\widehat{\zeta}_0$  a vorticidade analisada e observada.

Considerando  $G = G_u = G_v$  constante e constituindo a equação da vorticidade a partir de D.5 e D.6:

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} = G \nabla^2 (\widehat{\zeta}_0 - \zeta) \quad (D.7)$$

Portanto, a vorticidade do modelo é colocada de forma difusiva à vorticidade observada. Entretanto, o Laplaciano em D.7 introduz uma dependência de escala quando se relaxa a vorticidade. A vorticidade do modelo será difundida mais fortemente quando tratar de eventos com propriedades de pequena escala, nas observações e análises da vorticidade. Assim, ao proceder a relaxação em direção aos campos de vorticidade de larga escala, as características de pequenas escalas da vorticidade do modelo serão seletivamente amortecidas. Depois de considerados todos os fatores, recomenda-se, sempre que for possível, sempre fazer a relaxação das componentes do vento de forma direta em vez da vorticidade (Stauffer and Seaman (1990)).

Muito embora a técnica de relaxação da análise (*analises-nudging*) tenha sido tradicionalmente empregada para assimilar análises em três dimensões, 3D, baseadas em observações de radiosondagens, pode também ser usada para assimilar análises a 2D, de superfície, dentro do modelo da camada limite planetária (PBL) (Stauffer *et al.*, 1991).

A relaxação da análise de superfície, de 3 em 3 horas, é também feita empregando D.2; porém a extensão vertical é controlada pela profundidade da PBL simulada pelo modelo; com  $\widehat{\alpha}_0$ , tanto para o vento como umidade devidamente ajustados. O fator de confiança da análise,  $\varepsilon$ , para análises de 3 em 3 horas, com dados de superfície é funcionalmente dependente da distribuição espacial das observações de superfície usada para produzir a análise. Sobre continentes o fator varia de 1 nos pontos de grade compreendidos dentro da metade do raio de influência prescrito para as observações de superfície, e até 0,2 para pontos de grade fora do raio de influência prescrito.

O fator de ponderação vertical,  $w_\sigma$ , é definido por:

$$w_\sigma = w_\sigma^R + w_\sigma^S \leq 1 \quad (\text{D.8})$$

onde  $w_\sigma^R$  e  $w_\sigma^S$  representam o valor de  $w_\sigma$ , respectivamente, para a assimilação de radiosondagens em 3D e dados de superfície em 2D. Além disso,  $w_\sigma^S$  depende da profundidade da PBL simulada pelo modelo. Os dados de superfície são assimilados com intensidade total,  $w_\sigma^S = 1,0$ , dentro da camada, definindo a PBL; e, com intensidade reduzida,  $w_\sigma^S = 0,9$ , uma camada acima (ou seja, na camada de transição). A função de ponderação vertical, empregada para assimilar os dados das radiosondagens em 3D é definida de forma que  $w_\sigma^R = 0.0$  na PBL; 0,1 na camada de transição e 1,0 acima dela. Assim, durante a condição estável os dados de superfície são aplicados com intensidade total apenas na camada mais baixa do modelo e com intensidade reduzida uma camada acima. Ambos os tipos de relaxação em geral assimilam temporalmente as análises dos pontos de grade interpolados; isto é,  $\widehat{\alpha}_0$  em (D.2) é interpolado no tempo; por exemplo: de 12 horas para análises de 3D ou de 3 horas para análises de superfície em 2D. Portanto,  $w_t$  é em geral estabelecido igual à unidade, exceto quando se diminui a relaxação no final do período de inicialização dinâmica.

### D.0.8 Relaxação observacional

A relaxação observacional é um esquema alternativo que não requer análises das observações em pontos de grade durante todo período. Ela pode ser mais adequada particularmente para dados não sinóticos de alta frequência, como a dos perfiladores verticais. Na formulação, emprega-se uma equação similar a D.2 usando apenas as observações compreendidas dentro de uma janela de tempo pré-determinado, que é centrado sobre cada passo de tempo do modelo.

O conjunto de diferenças entre o estado do modelo e a da observação é computado nos locais das observações e depois analisado para o ponto de grade do modelo, nos pontos envolvidos pelas observações. A tendência para  $\alpha(x, t)$ , com  $G_{p^*} = 0$  é dada por:

$$\frac{\partial p^* \alpha}{\partial t} = F(\alpha, x, t) + G_{\alpha} p^* \frac{\sum_{i=1}^N W_i^2(x, t) \gamma_i (\alpha_0 - \hat{\alpha})_i}{\sum_{i=1}^N W_i(x, t)} \quad (D.9)$$

com  $F$  e  $G_{\alpha}$  consonante definidos anteriormente. O subscrito  $i$  denota a  $i$ -ésima observação, do total  $N$ , compreendido dentro de um raio preestabelecido para um dado ponto de grade;  $\alpha_0$  é o valor localmente observado de  $\alpha$ ; e,  $\hat{\alpha}$  o valor prognóstico da variável do modelo, interpolado para o local da observação em três dimensões. O fator de qualidade observacional,  $\gamma$ , que varia entre 0 e 1, serve para considerar os erros característicos nos sistemas de medidas e das representatividades dos dados. A função ponderadora a 4 dimensões leva em consideração a separação espacial e temporal da  $i$ -ésima observação de um ponto de grade e em um dado passo de tempo. Essa função ponderadora, para cada observação  $i$  em D.9, é dada por:

$$W(x, t) = w_{xy} w_{\sigma} w_t \quad (D.10)$$

A função ponderadora horizontal  $w_{xy}$  é uma função espacial tipo Cressman definida por:

$$w_{xy} = \frac{R^2 - D^2}{R^2 + D^2} \quad \text{para } 0 \leq D \leq R \quad (D.11a)$$

$$w_{xy} = 0 \quad D > R \quad (D.11b)$$

onde  $R$  é o raio de influência e  $D$  a distância do ponto da  $i$ -ésima observação ao ponto de grade.

A função ponderadora vertical,  $w_{\sigma}$  é definida por:

$$w_{\sigma} = 1 - \frac{|\sigma_{obs} - \sigma|}{R_{\sigma}} \quad \text{para } |\sigma_{obs} - \sigma| \leq R_{\sigma} \quad (D.12a)$$

$$w_{\sigma} = 0 \quad \text{para } |\sigma_{obs} - \sigma| > R_{\sigma} \quad (D.12b)$$

onde  $R_{\sigma}$  é o raio vertical de influência e  $\sigma_{obs}$  a posição vertical da  $i$ -ésima observação.

A função ponderadora temporal é dada por

$$w_t = 1 \quad \text{para } |t - t_0| < \tau/2 \quad (D.13a)$$

$$w_t = \frac{\tau - |t - t_0|}{\tau/2} \quad \text{para } \tau/2 \leq |t - t_0| \leq \tau \quad (D.13b)$$

$$w_t = 0 \quad \text{para } |t - t_0| > \tau \quad (D.13c)$$

onde  $t$  é o tempo relativo do modelo,  $t_0$  o tempo a  $i$ -ésima observação relativa do modelo,  $\tau$  a metade do período de um tempo predeterminado, da janela na qual uma observação influir a simulação do modelo.

Para economia, as observações de múltiplos níveis, como das sondagens verticais usadas na relaxação observacional, são em geral verticalmente interpoladas para os níveis sigma do



modelo para cada local da observação, antes de cada simulação. Muito embora a componente vertical da função de ponderação vertical,  $w_\sigma$  seja também uma função da distância ponderada, o raio de influência vertical,  $R_\sigma$ , pode ser definido como sendo pequeno (menor que o espaçamento das camadas do modelo), de forma que cada observação acima da camada limite influa apenas em uma camada sigma em um dado local.

Para observações na camada superficial, o fator distância  $D$  é substituído por  $D_m$ ,

$$D_m = D + R_s C_m^{-1} |p_{s0} - p_s| \quad (\text{D.14})$$

onde  $D$  já foi definido anteriormente;  $C_m$  é uma constante;  $p_{s0}$  e  $p_s$ , respectivamente, as pressões da superfície no local da observação e do ponto de grade. O  $C_m$  é tipicamente definido com valor de 75 hPa;  $R_s$  é o valor da camada superficial para o raio de influência horizontal.

Como a diferença da pressão na superfície, entre a do local da observação e do ponto de grade se aproxima de  $C_m$ , o segundo termo de D.14 se aproxima de  $R$ , e  $w_{xy}$  tende a zero mais rapidamente para um dado  $D$ . Portanto, o efeito da assimilação de observações na camada superficial em um vale (e montanhas), nos locais de pontos de grade, será muito mais reduzido. Isso minimiza a possibilidade de as observações com topografia complexa terem influência na solução do modelo, em áreas onde elas podem não ser representativas. Para essas observações, a camada superficial é definida de forma que a influência vertical das observações decresçam linearmente pelos 3 níveis mais baixos (cerca de 250 m da camada limite planetária). Conforme já mencionado antes, os dados de um simples nível são retidos melhor pelo modelo quando assimilado em várias camadas verticais.

A função de ponderação temporal,  $w_t$ , não é nula durante a janela do tempo preestabelecida, centrado em torno do tempo da observação  $t_0$ . Ela determina o período de tempo sobre a qual a  $i$ -ésima observação pode influir na simulação do modelo. Em geral, essa janela de tempo pode também ser definida em função do nível de pressão da observação, atuando de forma similar ao do efeito do raio de influência horizontal  $R$ . Portanto, a correção final da solução do modelo pela relaxação reflete como uma média ponderada de todas as observações, durante a janela de tempo preestabelecido sobre o passo de tempo corrente, bem como dentro de alguma vizinhança tridimensional, para cada ponto de grade.

## Apêndice E

# TRATAMENTO DOS PROCESSOS FÍSICOS

### E.0.9 Difusão horizontal

No modelo MM5 são utilizados dois tipos de difusão para controlar a instabilidade não linear e de *aliasing*. O primeiro que consiste na difusão de segunda ordem é dada na forma:

$$F_{H2\alpha} = p^* K_H \nabla_{\sigma}^2 \alpha \quad (\text{E.1})$$

onde  $\alpha$  é uma variável prognóstica. O outro apresenta uma forma mais seletiva em escala e é quarta ordem, dada na forma:

$$F_{H4\alpha} = p^* K'_H \nabla_{\sigma}^4 \alpha \quad (\text{E.2})$$

Note que os operadores horizontais,  $\nabla^4$  e  $\nabla^2$ , em E.1 e E.2 são aplicados sobre uma superfície sigma constante.

A difusão de segunda ordem é apenas aplicada no domínio com menor resolução, na linha e coluna dos pontos de grades próximos aos contornos laterais. A de quarta ordem é aplicada no interior do domínio de menor resolução, bem como em todo o domínio de todas as grades refinadas (subdomínios).

O coeficiente de difusão horizontal  $K_H$  consiste de um valor de suporte,  $K_{H0}$ , e de um termo proporcional à deformação  $D$ , e é dado por:

$$K_H = K_{H0} + 0,5k^2 \Delta s_2 D \quad (\text{E.3})$$

onde  $k$  é a constante de von Karman e  $D$  é dado por Smagorinski *et al.* (1965):

$$D = \left[ \left( \frac{\partial u}{\partial x} - \frac{\partial v}{\partial y} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial x} + \frac{\partial u}{\partial y} \right)^2 \right]^{1/2} \quad (\text{E.4})$$

O valor de suporte,  $K_H$ , é uma função que depende do tamanho da grade e do passo de tempo. Ele é dado por:

$$K_{H0} = 3 \cdot 10^{-3} \frac{\Delta x^2}{\Delta t} \quad (\text{E.5})$$


---

Para assegurar a estabilidade computacional, o limite superior de  $\frac{\Delta x^2}{64\Delta t}$  é imposto sobre  $K_H$ , ou seja:

$$(K_H)_{Max} = \frac{\Delta x^2}{64 \Delta t} \quad (E.6)$$

### E.0.10 Ajuste convectivo seco

No processamento do modelo poderá haver situações em que camadas super adiabáticas são produzidas na atmosfera. Quando isso ocorre e o processamento é feito sem a opção da parametrização de Blackadar para a camada limite, o MM5 emprega um simples esquema para remover qualquer camada instável. Esse esquema opera em todas as sondagens verticais (estrutura termodinâmica vertical), de uma só vez, e conserva a energia potencial e interna integrada verticalmente.

Quando a taxa de variação vertical da temperatura potencial com a altura (TVVT) do modelo,  $\frac{\partial \theta}{\partial p}$ , excede um valor crítico  $\left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_c$ , a sondagem é inicialmente ajustada de forma que a temperatura média ponderada pela massa não é alterada, e em seguida para que a TVVT potencial após o ajuste seja dado por  $\left(\frac{\partial \theta}{\partial p}\right)_c$ . Assim, considerando  $n$  camadas, onde a TVVT do modelo excede um valor crítico, a primeira restrição, de ajuste é feito com:

$$(T_n + \Delta T_n) \Delta \sigma_n + (T_{n-1} + \Delta T_{n-1}) \Delta \sigma_{n-1} + \dots + (T_1 + \Delta T_1) \Delta \sigma_1 = \bar{T} \sum_{i=1}^n \Delta \sigma_i \quad (E.7)$$

onde  $T_i$  é a função de Exner. Como E.6 constitui  $n$  equações, ela pode ser resolvida para as  $n$  variáveis  $\Delta T_i$ , pelo método da eliminação de Gauss na solução do sistema matricial  $n \times n$ . Após o ajuste, toda sondagem é reverificada com respeito às camadas instáveis.

A umidade nas camadas ajustadas é suposta constante na vertical, dada por:

$$q_{vi} = \bar{q}_v = \frac{\sum_{i=1}^n q_{vi} \Delta \sigma_i}{\sum_{i=1}^n \Delta \sigma_i} \quad (E.8)$$

### E.0.11 Física da precipitação

O MM5 apresenta inúmeras e distintas opções de escolha que tratam da física da precipitação. Em geral eles são divididos em dois grupos distintos, de acordo com os esquemas explícitos e implícitos. Os esquemas explícitos tratam da física da precipitação resolvida, enquanto a implícita trata da física da precipitação não resolvida; e ambos podem atuar em um ponto de grade ao mesmo tempo.

Uma terminologia comumente usada em modelagem numérica é a terminologia da precipitação “convectiva” e a da precipitação “estável”; entretanto não aceitáveis para resoluções mais finas em que a precipitação convectiva é muitas vezes resolvida. Por conseguinte, nas subseqüentes secções serão empregadas as conotações “resolvida/ não resolvida” e “explícita/ implícita” como terminologias comuns. Como opção adicional o MM5 permite também processar o caso seco, em que a umidade é tratada como variável passiva, sem nenhuma aplicação de esquemas explícito ou implícito. Outra opção é a *fake dry* onde são removidos apenas os efeitos da liberação do calor latente

### E.0.12 Processos de precipitação de escala resolvível

Os esquemas de precipitação de escala resolvível são em geral ativados quando atingem a saturação, no ponto de grade do modelo. Em outras palavras, o esquema trata dos processos da precipitação resolvida. A forma mais simples, que algumas vezes é ainda usada em processamentos de larga escala, é a da simples remoção da supersaturação, em termos da precipitação, e adição do calor latente na equação termodinâmica. Os esquemas mais sofisticados apresentam variáveis adicionais, tais como nuvem e água da chuva, ou mesmo de gelo e neve. Os esquemas descritos a seguir são abordagens melhoradas do esquema original do MM4 descrito por Hsie (1984).

O tratamento explícito da água da nuvem e da chuva, neve e gelo são feitos com um esquema que, como opção, permite a inclusão de processos físicos para fase de gelo abaixo de  $0^\circ \text{C}$ . Na Figura E.0.12 é apresentado o diagrama de bloco que ilustra os processos do esquema de umidade para o gelo (cristais), nuvem (água líquida), neve e chuva. PCON representa a condensação (evaporação) na nuvem, PRA a acreação; PRC a conversão, PID a deposição em cristais de gelo; PRE a evaporação para chuva e a deposição (sublimação para neve); PRM o congelamento de neve devido à queda; PMF a liquefação da neve (congelamento devido à advecção). PII é a fase de iniciação dos cristais de gelo.

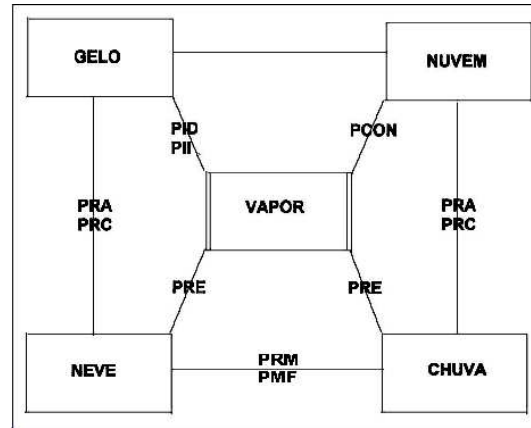


Figura E.1: Processos do esquema de umidade

Nesse esquema a água da nuvem é tratada como gelo da nuvem e a chuva tratada como neve (Dudhia (1989)). A equação para a razão de mistura do vapor de água, água da nuvem (gelo) e água da chuva (neve) é dada por:

$$\frac{\partial p^* q_c}{\partial t} = -m^2 \left[ \frac{\partial (p^* u q_c / m)}{\partial x} + \frac{\partial (p^* v q_c / m)}{\partial y} \right] - \frac{\partial (p^* q_c \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + \delta_{nh} q_c DIV + p^* (P_{ID} + P_{II} - P_{RC} - P_{RA} + P_{CON}) + D_{qc} \quad (\text{E.9})$$

$$\frac{\partial p^* q_r}{\partial t} = -m^2 \left[ \frac{\partial (p^* u q_r / m)}{\partial x} + \frac{\partial (p^* v q_r / m)}{\partial y} \right] - \frac{\partial (p^* q_r \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + \delta_{nh} q_r DIV - \frac{\partial (V_f \rho g q_r)}{\partial \sigma} + p^* (P_{RE} + P_{RC} + P_{RA}) + D_{qr} \quad (\text{E.10})$$

onde  $P_{CON}$  é a condensação (congela para  $T < 0^\circ \text{C}$ ) do vapor de água da nuvem (gelo) na saturação da água,  $P_{RA}$  é a acreação da nuvem pela chuva (gelo pela neve),  $P_{RC}$  a conversão

de nuvem para chuva (gelo para neve) e  $P_{RE}$  é a evaporação (sublimação) da chuva (neve). Os processos adicionais de gelo são  $P_{II}$ , a iniciação dos cristais de gelo e  $P_{ID}$  a sublimação/deposição de gelo da nuvem. A velocidade de queda da chuva ou neve é dada por  $V_f$  e o termo  $\delta_{nh}$  é uma constante (1 para caso não hidrostático e 0 para hidrostática).

Em todos os processos relevantes é adotada a distribuição de Marshall-Palmer (Marshall and Palmer (1948)) para a chuva e neve e a queda das gotas dada por  $V(D) = aD^b$ , onde  $D$  é o diâmetro da gota. Para o caso da chuva, o parâmetro intercepção de Marshall-Palmer é dado por:  $N_0 = 8 \cdot 10^6 m^{-4}$ ,  $a = 841,99667$  e  $b = 0,8$  para  $V$  em  $m/s$ ; enquanto para o caso de neve:  $N_0 = 2 \cdot 10^7 m^{-4}$  para  $a = 11,72$  e  $b = 0,41$ .

A pressão do vapor saturado sobre a água (em hPa) é considerada pela expressão:

$$e_{sw} = 6,112 \exp \left[ 17,67 \left( \frac{T - 273,15}{T - 29,65} \right) \right] \quad (E.11)$$

e para o gelo:

$$e_{si} = 6,11 \exp \left( 22,514 \frac{6150}{T} \right) \quad (E.12)$$

A razão de mistura de saturação do vapor de água é então dada por:

$$q_s = \frac{0,622e_s}{p - e_s} \quad (E.13)$$

O termo de autoconversão ( $P_{RC}$ ) da nuvem para chuva é representado por:

$$P_{RC} = \max [k_1 (q_c - q_{crit}) , 0] \quad (E.14)$$

e do gelo em neve por:

$$P_{RC} = \max \left[ \frac{(q_c - M_{\max} n_c)}{\Delta t} , 0 \right] \quad (E.15)$$

onde  $k_1 = 10^{-3} s^{-1}$ ,  $q_{crit} = 0,5 \text{ g kg}^{-1}$ ,  $M_{\max} = 0,94 \cdot 10^{-10} \text{ kg}$  e  $n_c$  é dado pela formula de Flecher (1962), onde para o número de concentração de núcleos de gelo é expresso por:

$$n_c = 10^{-2} \frac{\exp [0,6 (273,15 - T)]}{\rho} \quad (E.16)$$

A iniciação do processo de formação dos cristais de gelo, expresso por  $P_{II}$ , é dado pela condição:

$$P_{II} = \max \left[ \frac{(M_0 n_c - q_c)}{\Delta t} , 0 \right] \quad (E.17)$$

desde que haja suficiente supersaturação sobre o gelo, onde  $M_0 = 10^{-12} \text{ kg}$ .

A taxa de acreação,  $P_{RA}$ , é dada por:

$$P_{RA} = \frac{1}{4} \pi \rho a q_c E N_0 \frac{\Gamma(3+b)}{\lambda^{3+b}} \quad (E.18)$$

onde  $\Gamma$  é a função gama;  $E$  a eficiência de coleta, com valor 1 para a chuva e 0,1 para neve; e  $\lambda$  é dado por:

$$\lambda = \left( \frac{\pi N_0 \rho_w}{\rho q_r} \right)^{1/4} \quad (\text{E.19})$$

onde  $\rho_w$  é a densidade média da chuva ou partículas de neve (respectivamente com valor 1000 kg m<sup>-3</sup> e 1000 kg m<sup>-3</sup>).

A deposição sobre o gelo, ou sublimação de partículas de gelo,  $P_{ID}$ , é obtida com a expressão dada por:

$$P_{ID} = \frac{4D_i(S_i - 1)\rho n_c}{A + B} \quad (\text{E.20})$$

onde  $S_i = \frac{q_v}{q_{si}}$ ;  $A = \frac{L_s^2 \rho}{K_a R_v T^2}$  ;  $B = \frac{1}{\rho_{si} \chi}$  ;  $L_s$  o calor latente de sublimação;  $K_a$  a condutividade térmica do ar;  $R_v$  a constante dos gases para o vapor da água e  $\chi$  a difusividade do vapor de ar.

O diâmetro médio dos cristais de gelo,  $D_i$ , é obtido a partir da massa média,  $M_i = \frac{q_c}{n_c}$ , e a relação massa-diâmetro para placas na forma hexagonal, segundo Rutledge and Hobbs (1983):  $D_i = 16,3 M_i^{1/2}$ , expresso em metros.

A evaporação da chuva e sublimação/ deposição de neve pode ser determinada com:

$$P_{RE} = \frac{2\pi N_0(S - 1)}{A + B} \left( \frac{f_1}{\lambda^2} + f_2 \left( \frac{a\rho}{\mu} \right)^{1/2} S_c^{1/3} \frac{\Gamma(5/2 + b/2)}{\lambda^{5/2 + b/2}} \right) \quad (\text{E.21})$$

com a escolha relevante de  $N_0$ ,  $a$ ,  $b$  para chuva ou neve, e  $S = S_w$  ou  $S_i$ . A definição de A e B E.20 também mudam para a chuva; no caso, substituindo  $L_v$  para  $L_s$  e  $q_{sw}$  para  $q_{si}$ . Para o caso de neve,  $2\pi$  é substituído por 4. Os valores de  $f_1$  e  $f_2$  são considerados, respectivamente, 0,78 e 0,32 para a chuva e 0,65 e 0,44 para a neve. O termo entre colchetes representa uma distribuição do fator de ventilação integrada:

$$F = f_1 + f_2 S_c^{1/3} (Re)^{1/2} \quad (\text{E.22})$$

com  $S_c = \frac{\mu}{\rho \chi}$ , que é o número de Schmidt;  $Re = \frac{V(D)D\rho}{\mu}$ , o número de Reynolds e  $\mu$  a viscosidade dinâmica do ar.

A condensação,  $P_{CON}$ , é determinada considerando que temperatura, razão de mistura do vapor de água e água da nuvem são inicialmente previstos; valores esses que são preliminares na previsão e designados por  $T^*$ ,  $q_v^*$ ,  $q_c^*$ . Definindo:

$$\delta M = q_v^* - q_{vs}^* \quad (\text{E.23})$$

onde  $q_{vs}^*$  é a razão de mistura saturada na temperatura  $T^*$ , então:

– se  $\delta M > 0$  (supersaturação)

$$P_{CON} = \frac{r_1 \delta M}{\Delta t} \quad (\text{E.24})$$

onde

$$r_1 = \frac{1}{1 + \frac{L_v^2 q_{vs}}{R_v c_{pm} T^{*2}}} \quad (\text{E.25})$$

- se  $\delta M < 0$  e  $q_c > 0$  (evaporação)

$$P_{CON} = -\min \left[ -\frac{r_1 \delta M}{\Delta t}, \frac{q_c^*}{\Delta t} \right] \quad (\text{E.26})$$

- se  $\delta M < 0$  e  $q_c = 0$

$$P_{CON} = 0 \quad (\text{E.27})$$

O termo  $P_{CON}$  é computado diagnosticamente, portanto não requer interação.

Adicionalmente, quando a neve passa pelo nível de  $0^\circ\text{C}$ , ele derrete imediatamente e forma a chuva. Esse processo é dado por:

$$P_{RM} = -\frac{\rho g V_f q_r}{\Delta p} \quad (\text{E.28})$$

A advecção do gelo ou neve no sentido descendente ou da chuva ou nuvem no sentido ascendente através desse nível também derrete ou congela as partículas; e é representada por:

$$P_{MF} = -\frac{\omega (q_c + q_r)}{\Delta p} \quad (\text{E.29})$$

Em ambos os casos, a isoterma de  $0^\circ\text{C}$  é tomada no nível sigma do modelo. A liquefação ocorre no nível imediatamente abaixo desse nível sigma e o congelamento acima desse nível.

O calor latente de aquecimento é dado por:

$$\dot{Q} = L (P_{RE} + P_{ID} + P_{II} + P_{CON}) + L_m (P_{RM} + P_{MF}) \quad (\text{E.30})$$

onde  $L = L_v$  para  $T > 0^\circ\text{C}$ ;  $L = L_s$  para  $T < 0^\circ\text{C}$  e  $L_m = L_s - L_v$ .

A velocidade de queda é ponderada pela massa e, também, determinada por:

$$V_f = \alpha \frac{\Gamma (4+b))}{6} \lambda^{-b} \quad (\text{E.31})$$

onde o termo de queda e a equação da previsão de chuva e de neve podem ser calculados no passo de tempo particionado (*split*),  $\Delta t'$ , das rotinas explícitas da umidade. Isso assegura que  $V_f \frac{\Delta t'}{\Delta z} < 1$ , o que é exigido pela estabilidade numérica. O tamanho de  $\Delta t'$  é determinado independentemente, em cada coluna do modelo, baseado no valor máximo de  $V_f \frac{\Delta t}{\Delta z}$  da coluna, onde  $\Delta t$  é o passo de tempo do modelo.

### E.0.13 Esquema da fase mista do gelo

O esquema da fase mista do gelo é baseado na fase de um gelo simples descrito anteriormente, mas que às vezes não congela imediatamente nem se liquefaz. A água supercongelada pode existir abaixo de  $0^\circ\text{C}$  nesse esquema; assim como pode existir neve não liquefeita acima de  $0^\circ\text{C}$ . O modelo apresenta distintas matrizes que armazenam valores do vapor, nuvem, chuva, gelo da nuvem e neve para facilitar o processamento.

O congelamento homogêneo da água da nuvem, para gelo da nuvem, pode ocorrer imediatamente abaixo da temperatura de  $-40^\circ\text{C}$ ; e a nuvem com gelo pode derreter imediatamente acima de  $0^\circ\text{C}$ . Neve derrete de acordo com:



$$P_{SM} = -\frac{2\pi N_{0s}}{L_f} K_a (T - T_0) \left[ \frac{f_1}{\lambda^2} + f_2 \left( \frac{a\rho}{\mu} \right)^{1/2} S_c^{1/3} \frac{\Gamma(5/2 + b/2)}{\lambda^{5/2 + b/2}} \right] \quad (\text{E.32})$$

onde  $f_1 = 0,78$  e  $f_2 = 0,31$  (Rutledge and Hobbs (1984)); e as outras constantes são aquelas relevantes para neve, já apresentadas anteriormente. A evaporação da neve e a liquefação é alterada para possibilitar o uso dos valores de A e B da chuva, como definido em E.20.

O congelamento heterogêneo da água da nuvem para gelo da nuvem é também incluído, seguindo Bigg (1953):

$$P_{CI} = B' \{ \exp [A' (T_0 - T)] - 1 \} \frac{\rho q_c^2}{\rho_w N_c} \quad (\text{E.33})$$

onde  $A' = 0,66 K^{-1}$ ,  $B' = 100 m^{-3} s^{-1}$ ; e o número de concentração de gotas de nuvem por unidade de volume de ar,  $N_c = 10^{10} m^{-3}$ .

Sekhon and Srivastava (1970) determinaram que a melhor comparação com a distribuição de neve observada pode ser obtida em estudos teóricos, se o valor do declive para a distribuição do tamanho for expressa por:

$$N_{0s}(m^{-4}) = 1,05 R^{-0,94} \quad (\text{E.34})$$

onde  $N_{0s}$  é o declive e  $R$  ( $m s^{-1}$ ) é a taxa de queda de neve).

Com isso, o parâmetro variável do declive substitui a constante  $N_{0s}$  que é utilizada no esquema de gelo simples e pode, portanto, ser expresso em termos da razão de mistura de neve,  $q_s$  por:

$$N_{0s} = \left\{ 1,05 \left[ \frac{1}{\rho q S \alpha} \left( \frac{\pi \rho S}{\rho q S} \right)^{b/4} \right]^{0,94} \right\}^{\frac{4}{0,94b+4}} \quad (\text{E.35})$$

onde  $\alpha = \frac{a\Gamma(4+b)}{6\rho_w}$ .

#### E.0.14 Esquemas implícitos de parametrizações Cúmulo

Serão abordados apenas alguns dos esquemas das simulações que são comumente utilizadas com o MM5.

##### Esquema de Kuo

No esquema de Kuo a quantidade de convecção é determinada pela convergência de umidade integrada verticalmente. A realimentação para a grande escala, ou seja, a distribuição vertical do calor e da umidade, é determinada recorrendo-se a perfis verticais normalizados de aquecimento convectivo,  $N_h(\sigma)$ ; de umidade,  $N_m(\sigma)$ ; e da divergência vertical de fluxo vapor de água dos turbilhões associada com a convecção cumulus  $V_{qf}(\sigma)$ . Portanto, a equação da temperatura E.10 e da umidade E.11 podem ser reescritas, incluindo os fluxos de escala convectiva, ficando com:

$$\frac{\partial p^* T}{\partial t} = -m^2 \left( \frac{\partial (p^* \frac{uT}{m})}{\partial x} + \frac{\partial (p^* \frac{vT}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial (p^* T \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + p^* \frac{\omega}{c_p} + p^* \frac{L_v}{c_{pm}} N_h(\sigma)(1-b)gM_t + D_T \quad (\text{E.36})$$

ou

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* T}{\partial t} = & -m^2 \left( \frac{\partial (p^* \frac{uT}{m})}{\partial x} + \frac{\partial (p^* \frac{vT}{m})}{\partial y} \right) - \frac{\partial (p^* T \dot{\sigma})}{\partial \sigma} + \\ & \frac{1}{\rho c_p} \left( p^* \frac{Dp'}{Dt} - \rho_0 g p^* w - Dp' \right) + p^* \frac{L_v}{c_{pm}} N_h(\sigma)(1-b)gM_t + D_T \end{aligned} \quad (\text{E.37})$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\partial p^* q_v}{\partial t} = & -m^2 \left[ \frac{\partial (p^* u q_v / m)}{\partial x} + \frac{\partial (p^* v q_v / m)}{\partial y} \right] + \delta_{nh} q_v DIV + \\ & p^* (-P_{RE} - P_{CON} - P_{II} - P_{ID}) + p^* V_{qf}(\sigma) + D_{q_v} \end{aligned} \quad (\text{E.38})$$

onde a convergência da umidade integrada verticalmente,  $M_t$ , é dada por:

$$M_t = \frac{m^2}{g} \int_0^1 \frac{\nabla p^* V_{q_v}}{m} d\sigma \quad (\text{E.39})$$

Nessa expressão, pressupõe-se que uma parte de  $M_t$ , expressa por (1-b), condensa e precipita, e o resto da fração,  $b$ , supostamente umedece a coluna do ponto de grade. Segundo Anthes (1977),  $b$  representa uma função da umidade relativa média da coluna,  $\overline{RH}$ , e é dada por:

$$b = 2(1 - \overline{RH}) \quad (\text{E.40a})$$

para  $\overline{RH} \geq 0,5$

$$b = 1 \quad (\text{E.40b})$$

para  $\overline{RH} < 0,5$

A função adimensional normalizada dos perfis verticais do calor e da umidade, bem como da divergência vertical do fluxo dos turbilhões do vapor de água, são sujeitos às seguintes restrições:

$$\int_0^1 N_h(\sigma) d\sigma = 1 \quad (\text{E.41})$$

$$\int_0^1 N_m(\sigma) d\sigma = 1 \quad (\text{E.42})$$

$$\int_0^1 V_{qf}(\sigma) d\sigma = 0 \quad (\text{E.43})$$

Anthes et al. (1987) propuseram uma simples relação para essas funções, visto que os perfis de aquecimento convectivo,  $N_h$ , apresentam, muitas vezes, uma forma parabólica e com um máximo na metade superior da nuvem. Essa relação é dada por:

$$N_h(\sigma) = a_1 x^2 + a_2 x + a_3 \quad (\text{E.44})$$

onde

$$x = \ln \sigma \quad (\text{E.45})$$

e com as seguintes condições de contorno:

$$N_h(\sigma) = 0 \quad \text{em} \quad x_b = \ln \sigma_b \quad \text{e} \quad x_u = \ln \sigma_u \quad (\text{E.46})$$

na base  $\sigma_b$  e no topo  $\sigma_u$  da nuvem e

$$N'_h(\sigma) = \frac{\partial N_h(\sigma)}{\partial \sigma} = 0 \quad (\text{E.47})$$

em

$$\bar{x} = \frac{x_u + x_b}{2} \quad (\text{E.48})$$

onde os subscritos  $u$  e  $b$  representam o topo e a base da nuvem.

Com E.41,  $a_1$  pode ser obtido por:

$$a_1 = \frac{2}{x_u^3 - x_b^3 + x_u^2 x_b - x_u x_b^2} \quad (\text{E.49})$$

O perfil vertical da umidade vertical é dado por:

$$N_m(\sigma) = \frac{(1 - RH(\sigma))q_{vs}(\sigma)}{\int_{\sigma_{ktop}}^1 (1 - RH(\sigma'))q_{vs}(\sigma')d\sigma'} \quad (\text{E.50})$$

e a divergência do fluxo vertical dos turbilhões do vapor de água,  $V_{qf}(\sigma)$ :

$$V_{qf}(\sigma) = \frac{\overline{\partial \sigma' q'_v}}{\partial \sigma} \quad (\text{E.51})$$

Se for suposto que uma pequena fração da cobertura de nuvem convectiva e o movimento vertical da nuvem,  $\dot{\sigma}_c$ , são muito maiores que a velocidade vertical de grande escala,  $\dot{\sigma}$ , então, E.51 pode ser reescrito e obtido por:

$$V_{qf}(\sigma) = \frac{a}{1 - a} \frac{\partial [\sigma_c (\dot{q}_{vc} - q_v)]}{\partial \sigma} \quad (\text{E.52})$$

onde  $q_{vc}$  representa a razão de mistura na nuvem.

De acordo com Anthes (1977), a cobertura fracional de nuvem pode ser obtida por:

$$a = \frac{(1 - b)gM_t}{\int_0^{p^*} \left( -\omega_c \frac{\partial q_{vc}}{\partial p} + \frac{\partial q_{vc}}{\partial t_e} \right) dp} \quad (\text{E.53})$$

que representa a razão entre a taxa da condensação média da grade e a de uma simples nuvem. O termo  $\frac{\partial q_{vc}}{\partial t_e}$  representa a contribuição para a taxa da variação da razão de mistura da nuvem devido ao entranhamento (Anthes (1977)). Utilizando um valor típico para o denominador,

apresentado por Anthes et al. (1987), que é aproximadamente de  $4,3 \cdot 10^{-3} \text{ cb s}^{-1}$ , E.52 pode ser obtido por:

$$V_{qf}(\sigma) = \frac{(1-b)gM_t}{4,3 \cdot 10^{-3}} \frac{\partial [\dot{\sigma}_c (q_{vc} - q_v)]}{\partial \sigma} \quad (\text{E.54})$$

Além disso, para simplificar ainda mais eles supõem que  $\dot{\sigma}_c$  tem também uma forma parabólica que pode ser expressa por:

$$\dot{\sigma}_c = c_1 x^2 + c_2 x + c_3 \quad (\text{E.55})$$

onde  $x = \ln p$  ; com  $\dot{\sigma} = 0$  no topo e na base da nuvem. Além disso, é também suposto que  $q_{vc} - q_v$  apresenta um perfil parabólico com respeito à pressão atmosférica e assim é representado por:

$$q_{vc} - q_v = b_1 x^2 + b_2 x + b_3 \quad (\text{E.56})$$

com

$$x = \ln [(1 - \sigma) (100 - p_t) + p_t] \quad (\text{E.57})$$

Um simples procedimento para aplicar o esquema de Kuo resume-se em:

- computar  $M_t$  E.34;
- verificar se  $M_t \geq 3 \cdot 10^{-5} \text{ kg m}^{-2} \text{ s}^{-1}$  , que é um valor limiar crítico;
- proceder à análise da sondagem do modelo quanto à instabilidade convectiva, para avaliar se é possível ou não a ocorrência de convecção;
- determinar o topo e a base da nuvem com a sondagem;
- verificar se a profundidade da nuvem é maior que o valor crítico ( $\Delta \sigma \geq 0,3$ );
- calcular as funções do perfil vertical normalizado;
- computar  $\dot{\sigma}$ , nos níveis  $\sigma$  E.50;
- computar  $q_{vc} - q_v$  E.51;
- calcular  $V_{qf}$  E.57.

### Esquema modificado de Arakawa-Schubert

O esquema de Arakawa-Schubert implementado no MM5 foi desenvolvida por Grell (1993), alterando o esquema original (Arakawa (1974), doravante simplesmente AS) pela inclusão de umidade na escala convectiva das correntes descendentes. Além disso, outras alterações foram também implementadas para permitir sua utilização nas latitudes médias (Grell (1993)).

Para simplificar a descrição do esquema AS, será empregada a terminologia de Betts (1974), que divide o problema da parametrização sob o ponto de vista da modelagem em três partes: controle estático, dinâmico e de realimentação. O controle estático geralmente inclui um modelo de nuvem e calcula as suas propriedades termodinâmicas, enquanto a parte do controle dinâmico determina tanto a quantidade como o local da convecção; e o de realimentação determina a distribuição vertical do aquecimento integrado e da umidificação.

### Controle estático

Assim como em todos os modelos unidimensionais (plumas, bolhas ou jatos) comumente usados, o estado permanente do esquema AS pressupõe que o entranhamento ocorre de acordo com:

$$\mu = \frac{1}{m(z)} \frac{\partial m(z)}{\partial z} \approx \frac{\sim 0,2}{r} \quad (\text{E.58})$$

onde  $\mu$  representa a taxa de entranhamento fracional total líquido do elemento flutuante;  $m$  o fluxo de massa ( $m_u$  para ascendente e  $m_d$  para descendente); e  $r$  o raio cuja dependência, segundo AS, não é explicitamente empregada. Entretanto, implicitamente, o raio da nuvem é suposto constante.

O detranhamento, que AS originalmente pressupõem ocorrer apenas no topo das nuvens, é alterado (Houze et al. (1979); Lord (1978) definindo uma taxa fracional,  $\mu_{ud}$ . Assim, reescrevendo E.1 para a corrente ascendente da nuvem do tipo  $\lambda$  por:

$$\mu = \mu_{ue} - \mu_{ud} = \frac{1}{m_u(z)} \frac{\partial m_u(z)}{\partial z} = \frac{1}{m_u(\lambda, z)} \left[ \left( \frac{\partial m_u(\lambda, z)}{\partial z} \right)_{ent} - \left( \frac{\partial m_u(\lambda, z)}{\partial z} \right)_{det} \right] \quad (\text{E.59})$$

onde  $\mu_e$  representa a taxa de entranhamento fracional total e  $\mu_u$  a taxa de entranhamento total fracional líquida da corrente ascendente. Os subscritos ‘ent’ e ‘det’ indicam, respectivamente, as variações da massa da umidade devido ao entranhamento e detranhamento. O balanço de uma variável termodinâmica, em uma camada infinitesimal da corrente ascendente (subscrito  $u$ ), é dado por:

$$\frac{\partial m_u \alpha_u}{\partial z} = \left( \frac{\partial m_u}{\partial z} \right)_e \tilde{\alpha} - \left( \frac{\partial m_u}{\partial z} \right)_d \alpha_u + S_u \quad (\text{E.60})$$

Essa equação, juntamente com E.59 produz a equação de uma pluma em estado permanente:

$$\frac{\partial \alpha_u(\lambda, z)}{\partial z} = \mu_{ue} (\tilde{\alpha}(z) - \alpha_u(\lambda, z)) + S_u \quad (\text{E.61})$$

onde  $\alpha$  é a variável termodinâmica, o til ( $\sim$ ) denota o valor da variável no meio ambiente; o subscrito  $u$  a propriedade da corrente ascendente; e  $S$  representa a fonte ou o sumidouro.

De modo semelhante, a corrente descendente pode ser apresentada na forma:

$$\mu_d = \mu_{de} - \mu_{dd} = \frac{1}{m_d(z)} \frac{\partial m_d(z)}{\partial z} = \frac{1}{m_d(z)} \left[ \left( \frac{\partial m_d(z)}{\partial z} \right)_{ent} - \left( \frac{\partial m_d(z)}{\partial z} \right)_{det} \right] \quad (\text{E.62})$$

e

$$\frac{\partial \alpha_d(z)}{\partial z} = -\mu_{de} (\tilde{\alpha}(z) - \alpha_d(z)) + S \quad (\text{E.63})$$

onde o subscrito ‘d’ denota a propriedade descendente.

Utilizando a expressão que define a energia estática úmida, dada por:

$$\tilde{h} = c_p \bar{T}(z) + gz + L\tilde{q}(z) \quad (\text{E.64})$$

as equações E.61 e E.63 simplificam-se em:

$$\frac{\partial h_u(\lambda, z)}{\partial z} = \mu_{ue} [\tilde{h}(z) - h_u(\lambda, z)] \quad (\text{E.65})$$

e

$$\frac{\partial h_d(z)}{\partial z} = -\mu_{de} [\tilde{h}(z) - h_d(z)] \quad (\text{E.66})$$

Para obter o balanço da umidade da corrente ascendente, empregam-se:

$$\alpha_u = q_u(\lambda, z) + q_l(\lambda, z) \quad (\text{E.67})$$

e

$$S_u = -c_0 m_u(\lambda, z) q_l(\lambda, z) \quad (\text{E.68})$$

onde  $S_u$  representa a água precipitada total, em forma de chuva;  $c_0$  o parâmetro de quantificação da conversão de chuva, e que pode ser uma função do tamanho da nuvem, ou do cisalhamento do vento;  $q_l$  o conteúdo de água líquida em suspensão na nuvem; e  $q_u$  a razão de mistura do vapor de água da corrente ascendente.

A equação E.61 pode também ser reescrita e é dada por:

$$\frac{\partial (q_u(\lambda, z) + q_l(\lambda, z))}{\partial z} = \mu_{ue} (\tilde{q}(z) - q_u(\lambda, z) - q_l(\lambda, z)) + S_u \quad (\text{E.69})$$

A equação do vapor de água para a corrente descendente é dada por:

$$\frac{\partial q_d(z)}{\partial z} = -\mu_{de} [\tilde{q}(z) - q_d(z)] + S_d \quad (\text{E.70})$$

onde  $S_d$  é a fonte, nomeadamente de evaporação da chuva. Supondo a ocorrência de saturação nas correntes ascendentes e descendentes, usa-se a aproximação da equação, ou seja:

$$q_c(\lambda, z) = \tilde{q}^* + \frac{\gamma}{1 + \gamma} \frac{1}{L} [h_c(\lambda, z) - \tilde{h}^*(z)] \quad (\text{E.71})$$

onde

$$\gamma = \frac{L}{c_p} \left( \frac{\partial \tilde{q}^*}{\partial T} \right)_p \quad (\text{E.72})$$

O asterisco (\*) denota o valor saturado,  $h_c$  a energia estática úmida na nuvem (ascendente ou descendente), quando é suposta a saturação.

Para obter fechamento balanço dos fluxos de massa ascendente e descendente, do conjunto das nuvens, considera-se um subconjunto de nuvens (*sub-ensemble*) normalizadas pelos fluxos de massa, da base da corrente ascendente ( $m_b(\lambda)$ ), e fluxos da massa da base da descendente ( $m_0(\lambda)$ ). Para as correntes ascendentes:

$$m_u(\lambda, z) = m_b(\lambda) \eta_u(\lambda, z) \quad (\text{E.73})$$

e

$$\mu_{ue} - \mu_{ud} = \frac{1}{\eta_u(z)} \frac{\partial \eta_u(z)}{\partial z} \quad (\text{E.74})$$

Equivalentemente, para a descendente:

$$m_d(z) = m_0(\lambda) \eta_d(\lambda, z) \quad (\text{E.75})$$

e

$$\mu_{de} - \mu_{dd} = \frac{1}{\eta_d(z)} \frac{\partial \eta_d(z)}{\partial z} \quad (\text{E.76})$$

onde  $m_0$  representa o fluxo de massa no nível de origem; e  $\eta_d$ ,  $\eta_u$  o perfil normalizado do fluxo de massa.

Para obter a equação com apenas uma incógnita, segundo Houze et al. (1979), é necessário fazer com que o fluxo de massa originário de uma corrente descendente seja função do fluxo de massa ascendente e da reevaporação dos condensados convectivos. Assim, considera-se o condensado na corrente ascendente:

$$C_u(\lambda) d(\lambda) = m_b d(\lambda) \left( \int_{ZB}^{ZT} \eta_u(\lambda, z) S_u dz \right) \equiv I_1 m_b d\lambda \quad (\text{E.77})$$

e particionado de acordo com:

$$C_u(\lambda) d(\lambda) = [R_c(\lambda) + E_d(\lambda)] d(\lambda) = [\alpha(\lambda) + \beta(\lambda)] C_u(\lambda) d\lambda \quad (\text{E.78})$$

onde  $\alpha + \beta = 1$ ; e  $E_d$  a evaporação do condensado na corrente descendente, para o tipo de nuvem  $\lambda$ , que pode ser escrito:

$$E_d d\lambda = m_0(\lambda) d\lambda \left[ \int_0^{z_0} \eta_d(\lambda, z) S_d dz \right] \equiv I_2 m_0 d\lambda \quad (\text{E.79})$$

Das equações E.77, E.78 e E.79:

$$E_d d\lambda = \beta C_u d\lambda = \beta I_1 m_b d\lambda = I_2 m_0 d\lambda \quad (\text{E.80})$$

portanto:

$$m_0(\lambda) = \frac{\beta(\lambda) I_1 m_b(\lambda)}{I_2(\lambda)} = \varepsilon(\lambda) m_b(\lambda) \quad (\text{E.81})$$

onde  $(1 - \beta)$  representa a eficiência da precipitação e, segundo Fritsch (1980), depende do cisalhamento do vento.

Para obter a solução das equações é necessário especificar as condições de contorno, bem como impor algumas suposições arbitrárias.

Para a corrente ascendente, supõe-se que:

$$h_u(z_b) = \text{MAX} \left( \tilde{h}(z) \right) \quad (\text{E.82})$$

com  $z \leq z_b$

e

$$h_u(\lambda, z_T) = \tilde{h}^*(z_T) \quad ,$$



onde o asterisco (\*) denota o valor da saturação.

De forma semelhante, para a descendente:

$$h_d(z_0) = MIN(\tilde{h}(z)) \quad (\text{E.83})$$

A realimentação para o meio ambiente de larga escala é expressa de uma forma conveniente, dada por:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial t}\right)_{cu} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial F_{s-Ll}}{\partial z} \quad (\text{E.84})$$

$$\left(\frac{\partial q}{\partial t}\right)_{cu} = -\frac{1}{\rho} \frac{\partial F_{q+l}}{\partial z} - R \quad (\text{E.85})$$

onde  $s$  representa a energia estática seca ( $s = c_p T + gz$ ).

Os fluxos de escala convectiva, dentro de uma caixa de grade (*grid-box*) são definidos por:

$$F_{s-Ll} = F_s - LF_l \quad (\text{E.86})$$

$$F_{q+l} = F_q + F_l \quad (\text{E.87})$$

onde  $F_s$ ,  $F_q$ ,  $F_l$  representam, respectivamente, o fluxo de energia estática seca, o fluxo de vapor de água e o fluxo de água líquida suspensa na nuvem. Eles são definidos por:

$$F_s \equiv \sim + \int_{\lambda} \eta_u(\lambda, z) [s_u(\lambda, z) - \bar{s}(z)] m_b(\lambda) d\lambda - \int_{\lambda} \eta_d(\lambda, z) [s_d(\lambda, z) - \bar{s}(z)] m_0(\lambda) d\lambda \quad (\text{E.88})$$

$$F(z)_q \equiv + \int_{\lambda} \eta_u(\lambda, z) [q_u(\lambda, z) - \bar{q}(z)] m_b(\lambda) d\lambda - \int_{\lambda} \eta_d(\lambda, z) [q_d(\lambda, z) - \bar{q}(z)] m_0(\lambda) d\lambda \quad (\text{E.89})$$

$$F(z)_q \equiv \int_{\lambda} \eta_u(\lambda, z) l(\lambda, z) m_b(\lambda) d\lambda \quad (\text{E.90})$$

A chuva, que na escala convectiva representa um sumidouro de água da nuvem, é definida por:

$$R(z) = \int_{\lambda} \eta_u(\lambda, z) c_0(\lambda) l(\lambda, z) m_b(\lambda) d\lambda - \int_{\lambda} \eta_d(\lambda, z) q_e(\lambda) m_0(\lambda) d\lambda \quad (\text{E.91})$$

onde  $q_e$  representa a quantidade de umidade necessária para manter a corrente descendente saturada.

O segundo termo do lado direito da equação E.91 se deve à corrente descendente. Ele é nulo acima do nível em que a corrente descendente tem sua origem. O primeiro termo do lado direito se deve, por outro lado, à corrente ascendente. Abaixo do nível em que a corrente ascendente tem sua origem esse termo é nulo; e apenas os efeitos das correntes descendentes afetam o meio ambiente de larga escala; e abaixo desse nível, os fluxos de escala convectiva também são nulos.

Entre o nível em que a corrente ascendente tem sua origem e o nível da convecção livre (LFC),  $F_l$  e  $R$  são estabelecidos como nulos. Visto que é suposto não ter água líquida no meio ambiente, assim como na corrente descendente; o fluxo descendente devido a ascensão, bem como os fluxos descendentes na equação E.89 são nulos. Schubert (1974) mostrou que a convecção não aumenta a energia estática úmida total, por unidade de área na coluna, que em essência significa que apenas a precipitação pode alterar o balanço da energia estática úmida seca e a massa total de vapor de água. Todas as variáveis nos termos de fluxo podem ser determinadas com a equação do controle estático, exceto  $m_b(\lambda)$ , que é determinado pelo controle dinâmico, que incorpora a suposição de fechamento do esquema.

Arakawa e Schubert introduziram primeiro a *cloud work function*, que em última instância representa a medida da integral da força de flutuação associada com um subconjunto de nuvens (*sub-ensemble*) para o estabelecimento do controle dinâmico.

Considere a seguinte equação de controle da aceleração:

$$\frac{dw_u}{dt} = B_u - F_T = \frac{dw_u}{dz} \frac{dz}{dt} = \frac{d}{dt} \frac{d}{dz} \frac{w_u^2}{2} = \frac{1}{w_u} \frac{d}{dt} \frac{w_u^2}{2} \quad (\text{E.92})$$

onde  $B_u$  é a aceleração devida à flutuação e  $F_T$  a desaceleração devido ao atrito. Multiplicando essa equação por  $\rho_u(\lambda, z) w_u(\lambda, z)$ :

$$\frac{d}{dt} \left( \rho_u \frac{w_u^2}{2} \right) = \rho_u w_u (B_u - F_T) \quad (\text{E.93})$$

e integrando sobre a profundidade da corrente ascendente, e com  $m_u = \rho_u w_u = m_b \eta_u$ :

$$\frac{d}{dt} \int_{z_b}^{z_T} \rho_u \frac{w_u^2}{2} dz = m_b(\lambda) \int_{z_b}^{z_T} \eta_u B_u dz - D_u \quad (\text{E.94})$$

onde  $D$  é a dissipação da energia cinética da escala da corrente ascendente.

Na forma simbólica a equação E.94 pode ser escrita na forma:

$$\frac{d\overline{KE_u}}{dt} = A_u(\lambda) m_b(\lambda) - D_u(\lambda) \quad (\text{E.95})$$

onde  $A_u(\lambda)$  é a medida da eficiência da produção de energia cinética dentro da nuvem e é amplamente conhecida como função de trabalho da nuvem (*cloud work function*, doravante CWF). Essa equação pode também ser apresentada na forma:

$$A_u(\lambda) = \int_{z_b}^{z_T} \frac{g}{c_p T(z)} \frac{\eta_u(\lambda, z)}{1 + \gamma} \left( h_u(\lambda, z) - \tilde{h}^*(z) \right) dz \quad (\text{E.96})$$

onde  $\gamma$  é definido como anteriormente.

Para a corrente descendente, assim como nas equações E.92; E.93 e E.94 para as ascendentes, definindo a produção de energia cinética dentro de uma corrente descendente:

$$\frac{d\overline{KE}_d}{dt} = A_d(\lambda) m_0(\lambda) - D_d(\lambda) \quad (\text{E.97})$$

onde  $A_d$  mede a eficiência da produção de energia cinética dentro da corrente descendente e pode ser escrito:

$$A_d(\lambda) = \int_{z_0}^{z_{surf}} \frac{g}{c_p T(z)} \frac{\eta_d(\lambda, z)}{1 + \gamma} \left( \tilde{h}^*(z) - h_d(\lambda, z) \right) dz \quad (\text{E.98})$$

Note que a energia estática seca, em vez da úmida, deve ser usada se for suposta a subsaturação. Combinando E.95 com E.97:

$$\frac{d\overline{KE}_{tot}}{dt} = A_{tot}(\lambda) m_b(\lambda) - D_{tot}(\lambda) \quad (\text{E.99})$$

onde

$$A_{tot}(\lambda) = A_u(\lambda) + \varepsilon(\lambda) A_d(\lambda) \quad (\text{E.100})$$

representa CWF total, redefinido como uma medida da eficiência da produção de energia cinética nas correntes ascendentes e descendentes. Em seguida, AS separam a variação da CWF em duas partes: uma devido a mudança nas variáveis de larga escala:

$$\left( \frac{dA_{tot}}{dt} \right)_{LS} = F(\lambda) \quad (\text{E.101})$$

e a outra devido à alteração do meio ambiente pelas nuvens. Visto que a realimentação dos cumulus sobre os campos de larga escala é uma função linear de  $m_b$ , esse termo pode ser escrito na forma simbólica:

$$\left( \frac{dA_{tot}}{dt} \right)_{CU} = \int_{\lambda} K(\lambda, \lambda') m_b(\lambda') d\lambda \quad (\text{E.102})$$

portanto

$$\frac{dA_{tot}}{dt} = F(\lambda) + \int_{\lambda} K(\lambda, \lambda') m_b(\lambda') d\lambda \quad (\text{E.103})$$

onde  $K(\lambda, \lambda')$  são os assim chamados kernels. Os kernels são expressões que descrevem a interação entre as nuvens (ascendentes e descendentes). A equação E.103 é resolvida usando um método de programação linear (Lord (1978)).

Na versão original do esquema de AS, a taxa de entranhamento fracional é um parâmetro que caracteriza a nuvem. A inclusão de níveis de detranhamento do topo da nuvem foram também propostas como uma alternativa do esquema. Se for considerado um modelo com fina resolução vertical, essa proposta aparentemente deve produzir melhor resultado, visto que nenhuma interpolação será necessária nos topos das nuvens. Mas em meios extremamente instáveis, das latitudes médias, é algumas vezes impossível calcular nuvens com topos

nas camadas instáveis. A taxa de entranhamento teria que ser extremamente grande para interromper o crescimento das nuvens; e por isso no MM5 foi decidido selecionar uma taxa fracional de entranhamento como um parâmetro espectral.

Tendo em vista que a base da nuvem é uma função do tempo e espaço, em um ponto de grade específico, ela será a mesma para cada membro da subamosta de nuvens (*sub-ensemble*). No MM5 distinguem-se ar ascendente que tem origem em um nível  $z_u$ ; um ar descendente que se origina em um nível  $z_0$ ; a base da nuvem  $z_b$ , do nível de condensação por levantamento (LCL), e o nível de convecção livre  $z_{bc}$  (LFC).

Assim, no MM5,  $z_u$  é determinado da condição E.25, que determina as propriedades termodinâmicas da corrente ascendente do tipo de nuvem  $i$ . O ar satura-se, no nível  $z_b$  onde inicia a condensação, mas ainda sem ocorrência alguma de convecção porque a flutuação é negativa. Em alguns casos esse nível pode ser o mesmo que o do LFC, que é de grande importância, pois esse é o nível onde inicia o controle estático para cálculo dos elementos convectivos individuais. Visto que o ar que alimenta a nuvem tem origem abaixo do LCL, permite-se que uma subsidência compensatória atinja o nível original do ar ascendente.

Para o ar descendente, o nível original é também uma função do espaço e tempo, e quando há corrente descendente, ele sempre atingirá a superfície.

Para a corrente ascendente e descendente na camada  $k$ , o balanço de massa é definido por:

$$e_u(k, i) - d_u(k, i) = \eta_u((k + 0, 5), i) - \eta_u((k - 0, 5), i) \quad (\text{E.104a})$$

$$e_d(k, i) - d_d(k, i) = \eta_d((k + 0, 5), i) - \eta_d((k - 0, 5), i) \quad (\text{E.104b})$$

onde o entranhamento para o ar ascendente e descendente é definido por:

$$e_u(k, i) = \mu_{ue} \Delta z_d \eta_u((k + 0, 5), i) \quad (\text{E.105a})$$

$$e_d(k, i) = \mu_{de} \Delta z_d \eta_d((k + 0, 5), i) \quad (\text{E.105b})$$

e o detranhamento definido por:

$$d_u(k, i) = \mu_{ud} \Delta z_d \eta_u((k + 0, 5), i) \quad (\text{E.106a})$$

$$d_d(k, i) = \mu_{dd} \Delta z_d \eta_d((k + 0, 5), i) \quad (\text{E.106b})$$

Combinando as três equações acima, para a ascendente e descendente:

$$\eta_u((k - 0, 5), i) = \eta_u((k + 0, 5), i) (1. + \mu_{ue} \Delta z_d - \mu_{ud} \Delta z_d) \quad (\text{E.107a})$$

, para a ascendente e

$$\eta_d((k - 0, 5), i) = \eta_d((k + 0, 5), i) (1. + \mu_{de} \Delta z_d - \mu_{dd} \Delta z_d) \quad (\text{E.107b})$$

, para a descendente.

Definindo  $\Delta z_d = z(k + 0, 5) - z(k - 0, 5)$ ; a forma discreta para o balanço da energia estática úmida descendente será dada por:

$$e_d(k, i) \tilde{h}(k) - d_d(k, i) \frac{h_d((k + 0, 5), i) - h_d((k - 0, 5), i)}{2} =$$

$$= \eta_d((k+0, 5), i) h_d((k+0, 5), i) - \eta_d((k-0, 5), i) h_d((k-0, 5), i) \quad (\text{E.108})$$

Usando E.104b - E.107b em E.108:

$$h_d((k+0, 5), i) = \frac{h_d((k-0, 5), i) \left(1.0 - 0,5\mu_{dd} \Delta z_d \tilde{h}(k)\right)}{1.0 + \mu_{de} \Delta z_d - \mu_{dd} \Delta z_d + 0,5\mu_{dd} \Delta z_d} \quad (\text{E.109})$$

O balanço de umidade para a corrente descendente é desenvolvida em vários passos. Primeiro calcula-se a razão de mistura do vapor de água da corrente descendente, antes da evaporação e do entranhamento, usando:

$$q_d(k, i) = \frac{q_d((k-0, 5), i) (1,0 - 0,5\mu_{dd} \Delta z_d) + \mu_{de} \Delta z_d \tilde{q}(k)}{1,0 + \mu_{de} \Delta z_d - \mu_{dd} \Delta z_d + 0,5\mu_{dd} \Delta z_d} \quad (\text{E.110})$$

Em seguida, pelas equações E.70 e E.71, obtém-se a razão de mistura,  $q_{vd}$ , que a corrente ascendente ou descendente teria se fosse saturada. Portanto, a quantidade de umidade que é necessária para manter a corrente descendente, para o tipo de nuvem  $i$  saturado na camada  $k$  será dada por:

$$q_e(k, i) = -[q_d(k, i) - q_{vd}(k, i)] \quad (\text{E.111})$$

No passo seguinte é necessário verificar se a corrente ascendente produz chuva suficiente para sustentar a saturação na corrente descendente, e impõe-se a seguinte restrição:

$$\sum c_0 \Delta z(k) \eta_u((k-0, 5), i) q_l((k-0, 5), i) - \sum \varepsilon(i) \Delta z(k) \eta_d((k+0, 5), i) q_e((k-0, 5), i) > 0 \quad (\text{E.112})$$

Mas, se não for o caso, não se permite a existência da corrente descendente.

Tendo definido a versão discretizada das equações a partir do controle estático, torna-se possível descrever o procedimento. Usando o campo da temperatura e da umidade de larga escala ( $T_0, q_0$ ) no instante  $t_0$ ; e dada uma relação funcional ou empírica para  $\mu_d$ ,  $\mu_{de}$ ,  $\mu_{dd}$ , as equações do controle estático são usadas para calcular  $\mu_{ue}$ ,  $h_u(z, i)$ ,  $h_d(z, i)$ ,  $q_u(z, i)$ ,  $q_d(z, i)$ ,  $\eta_u(z, i)$ ,  $\eta_d(z, i)$ , para o tipo de nuvem  $i$ . Eles são necessários para determinar a função de trabalho total da nuvem  $A_{tot}$ :

$$A_{tot}(i) = A_u(i) + \varepsilon A_d(i) \quad (\text{E.113})$$

A versão discretizada de E.98 e E.100 são usadas para determinar as funções de trabalho para as correntes ascendentes e descendentes:

$$A_u(i) = \sum_{k=LFC}^{k=k_{top}} \frac{g}{c_p T(k-0, 5)} \eta_u((k-0, 5), i) \left[ \frac{h_u((k-0, 5), i) - \tilde{h}^*((k-0, 5), i)}{1 + \gamma(k-0, 5)} \right] \quad (\text{E.114})$$

$[z(k-1) - z(k)]$

e

$$A_d(i) = \sum_{k=z_0}^{k=surf} \frac{g}{c_p T(k-0, 5)} \eta_d((k-0, 5), i) \left[ \frac{h_d((k-0, 5), i) - \tilde{h}^*((k-0, 5), i)}{1 + \gamma(k-0, 5)} \right] \quad (E.115)$$

$$[z(k) - z(k-1)]$$

O kernel do tipo de nuvem  $i$  é, por definição, dado pela mudança nas funções trabalho das nuvens devido a outro subconjunto de nuvens,  $i'$ . Então, segundo Lord (1978);  $T_0$ ,  $q_0$  são alterados de uma quantidade arbitrária de fluxo de massa  $m'_b \Delta t'$ , do subconjunto de nuvem  $i'$ . Isso é feito para cada subconjunto de nuvem possível; e pode ser escrito na forma simbólica como:

$$\overline{T}'(k, i) = \overline{T}(k) + \delta_{i'} [\overline{T}(k)] m'_b \Delta t' \quad (E.116)$$

e

$$\overline{q}'(k, i) = \overline{q}(k) + \delta_{i'} [\overline{q}(k)] m'_b \Delta t' \quad (E.117)$$

Os termos  $\delta$ , que são alterados, por unidade  $m_b(i)$ , são facilmente calculados a partir das considerações do balanço (Lord, 1978). Com os termos das correntes descendentes o balanço da energia estática úmida, do nível  $k$  e tipo de nuvem  $i$ , é obtido por:

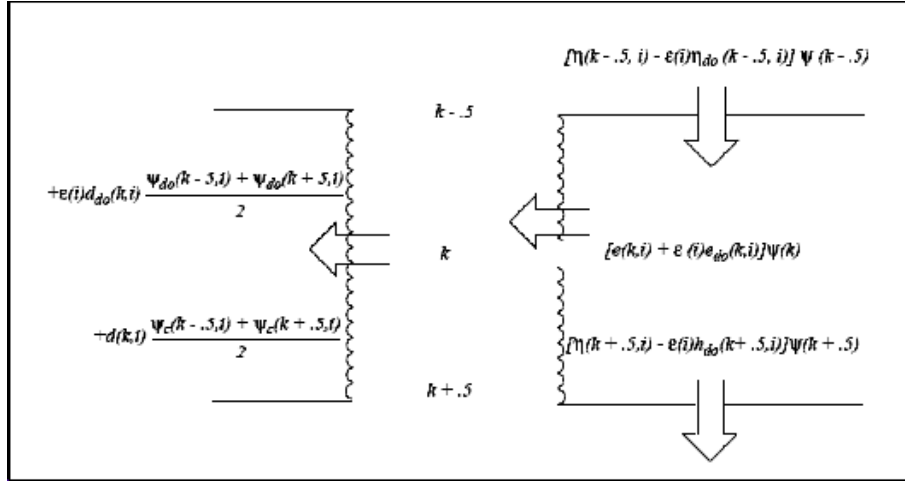
$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(k)}{g} \delta_{i'}(\tilde{h}(k, i)) &= \left( \eta_u((k-0, 5), i) - \varepsilon(i) \eta_d((k-0, 5), i) \tilde{h}(k-0, 5) \right) - \\ &- \left( \eta_u((k+0, 5), i) - \varepsilon(i) \eta_d((k+0, 5), i) \tilde{h}(k+0, 5) \right) + \left( e_u(k, i) - \varepsilon(i) e_d(k, i) \tilde{h}(k) \right) + \\ &+ d_u(k, i) \frac{h_u((k+0, 5), i) + h_u((k-0, 5), i)}{2} + \varepsilon(i) d_d(k, i) \frac{h_d((k+0, 5), i) + h_d((k-0, 5), i)}{2} \end{aligned} \quad (E.118)$$

onde  $e_u(k, i)$ ,  $d_u(k, i)$  são entranhamentos e detranhamento para a corrente ascendente, e  $\Delta p(k)$  é definido por  $\Delta p(k) = p(k+0, 5) - p(k-0, 5)$ .

Uma interpretação física simples dos termos do lado direito pode ser feita com auxílio da Figura E.0.14. O primeiro termo representa a subsidência, no topo da camada; o segundo a subsidência na base da camada. Essas subsidências são fluxos de massa compensatórios do meio ambiente, devido ao fluxo de massa da corrente ascendente e descendente (de dentro da nuvem). Note-se que  $z_u$ , a subsidência compensatória, pode ser compensatório de corrente ascendente, pois, nesse caso, existe apenas a corrente descendente. O terceiro termo representa o entranhamento, para dentro da corrente ascendente e descendente; o quarto termo o detranhamento pelas bordas das correntes ascendentes; o quinto o detranhamento pelas bordas da corrente descendente.

Para o balanço da umidade:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(k)}{g} \delta_{i'}(\tilde{q}(k, i)) &= (\eta_u((k-0, 5), i) - \varepsilon(i) \eta_d((k-0, 5), i) \tilde{q}(k-0, 5)) - \\ &- (\eta_u((k+0, 5), i) - \varepsilon(i) \eta_d((k+0, 5), i) \tilde{q}(k+0, 5)) - (e_u(k, i) - \varepsilon(i) e_d(k, i) \tilde{q}(k)) + \\ &+ d_u(k, i) \frac{q_u((k+0, 5), i) + q_u((k-0, 5), i)}{2} + \varepsilon(i) d_d(k, i) \frac{q_d((k+0, 5), i) + q_d((k-0, 5), i)}{2} \end{aligned} \quad (E.119)$$

Figura E.2: Balanço termodinâmico líquido para  $\Psi$  na camada  $k$ 

As correntes descendentes não afetam o topo das nuvens efeitos e as correntes ascendentes detranham toda a massa:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(ktop)}{g} \delta_{i'}(\tilde{h}(ktop, i)) &= \eta_u((ktop - 0, 5), i) \tilde{h}(ktop + 0, 5) - e_u(ktop, i) \tilde{h}(ktop) + \\ & d_u(ktop, i) \frac{h_u((ktop + 0, 5), i) + h_u(ktop, i)}{2} + \eta_u(ktop, i) h_u(ktop, i) \end{aligned} \quad (E.120)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(ktop)}{g} \delta_{i'}(\tilde{q}(ktop, i)) &= \eta_u((ktop - 0, 5), i) \tilde{q}(ktop + 0, 5) - e_u(ktop, i) \tilde{q}(ktop) + \\ & d_u(ktop, i) \frac{q_u((ktop + 0, 5), i) + q_u(ktop, i)}{2} + \eta_u(ktop, i) q_u(ktop, i) \end{aligned} \quad (E.121)$$

onde  $\Delta p(ktop) = p(ktop + 0, 5) - p(ktop - 0, 5)$ . Note-se que no quarto termo foi incluído o detranhamento de toda massa no topo da nuvem.

Finalmente, na superfície:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(ksur)}{g} \delta_{i'}(\tilde{h}(ksur, i)) &= -\epsilon(i) \eta_d((ksur - 0, 5), i) \tilde{h}(ksur - 0, 5) + \\ & \epsilon_i \eta_d(ksur, i) h_d(ksur, i) + -\epsilon(i) e_d((ksur - 0, 5), i) \tilde{h}(ksur - 0, 5) + \\ & \epsilon(i) d_d(ksur, i) \frac{h_d(ksur, i) + h_d((ksur - 0, 5), i)}{2} \end{aligned} \quad (E.122)$$

e

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p(ksur)}{g} \delta_{i'}(\tilde{q}(ksur, i)) &= -\epsilon(i) \eta_d((ksur - 0, 5), i) \tilde{q}(ksur - 0, 5) + \\ & \epsilon_i \eta_d(ksur, i) q_d(ksur, i) + -\epsilon(i) e_d((ksur - 0, 5), i) \tilde{q}(ksur - 0, 5) + \\ & \epsilon(i) d_d(ksur, i) \frac{q_d(ksur, i) + q_d((ksur - 0, 5), i)}{2} \end{aligned} \quad (E.123)$$

com  $\Delta p(ksur) = p(ksur + 0, 5) - p(ksur - 0, 5)$ . O primeiro termo representa o fluxo de massa compensatório do meio ambiente; o segundo o detranhamento de todo ar descendente



na base; o terceiro o entranhamento na corrente descendente; e o quarto o detranhamento do ar em torno das bordas da corrente descendente.

Os novos campos termodinâmicos  $T'_0(k, i)$ ,  $q'_0(k, i)$  são então usados novamente, do controle estático, para calcular as novas propriedades das nuvens e a nova função de trabalho da nuvem,  $A'_{tot}(i', i)$ . Note-se que  $T'_0$ ,  $q'_0$  são agora funções do subconjunto de nuvens  $i'$ . Da definição do kernel, eles são calculados :

$$K(i, i') = \frac{A'_{tot}(i', i) - A_{tot}(i)}{m_b \Delta t} \quad (\text{E.124})$$

Em seguida, retornando aos campos originais e modificando àqueles com as mudanças advectivas de grande escala:

$$T''(k) = T_0 + \left( \frac{\partial T}{\partial t} \right)_{ADV} \Delta t \quad (\text{E.125})$$

e

$$q''(k) = q_0 + \left( \frac{\partial q}{\partial t} \right)_{ADV} \Delta t \quad (\text{E.126})$$

onde E.125, E.125 e E.126 são aplicados sobre o intervalo de tempo  $\Delta t = 30$  minutos.

As duplas aspas são então usadas novamente, pelo controle estático, que calcula as novas propriedades das nuvens e as novas funções de trabalho das nuvens,  $A''_{tot}(i)$ . Em seguida, o forçante de grande escala (por definição a mudança da função de trabalho da nuvem devido apenas aos efeitos de larga escala) é calculado com:

$$F(i) = \frac{A''_{tot}(i) - A_{tot}(i)}{\Delta t} \quad (\text{E.127})$$

O forçante de larga escala e o kernel são ambos usados pelo controle dinâmico para estimar a função distribuição do fluxo de massa da base da nuvem,  $m_b$ , usando uma rotina estatística, IMSL, para resolver o problema da programação linear. Assim, finalmente a realimentação para o meio ambiente de larga escala é simplesmente determinada com:

$$\left( \frac{\partial T(k)}{\partial t} \right)_{CU} = \sum_{i'=1}^{i'_{MAX}} \delta'_i(T(k)) m_b(i') \quad (\text{E.128})$$

e

$$\left( \frac{\partial q(k)}{\partial t} \right)_{CU} = \sum_{i'=1}^{i'_{MAX}} \delta'_i(q(k)) m_b(i') \quad (\text{E.129})$$

onde a precipitação pode ser calculada com:

$$\begin{aligned} P = & \sum_{i'=1}^{i'_{MAX}} \sum_{k=1}^{k=top} c_0 \Delta z(k) q_l((k+0, 5), i) m_u((k+0, 5), i) - \\ & - \sum_{i'=1}^{i'_{MAX}} \sum_{k=1}^{k=top} \Delta z(k) q_{ev}((k+0, 5), i) m_d((k+0, 5), i) \end{aligned} \quad (\text{E.130})$$

O topo da camada de superfície é indicado por  $Z_1$ :  $\theta_{vg}$  e  $\theta_{va}$  são, respectivamente, as temperaturas potenciais da superfície do solo e do nível mais inferior do modelo; P e N denotam

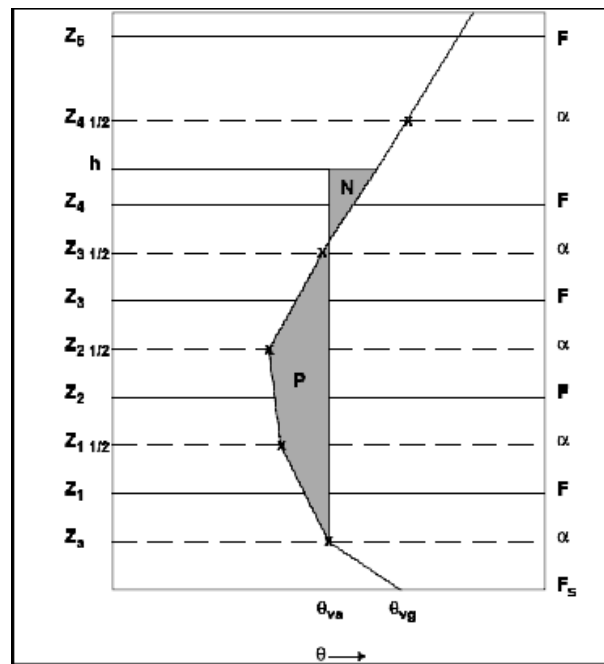


Figura E.3: Estrutura vertical do modelo Blackadar

áreas positivas e negativas associadas com uma parcela de ar originando em  $Z_a$  e subindo até  $h$ , o topo da camada limite planetária (PBL).

### Esquema de Grell

O esquema de Grell é relativamente simples e foi implementado para evitar fontes de erros de primeira ordem (Grell (1993)). A Figura E.4 apresenta o conceito, extremamente simplificado, da função da parametrização de Grell.

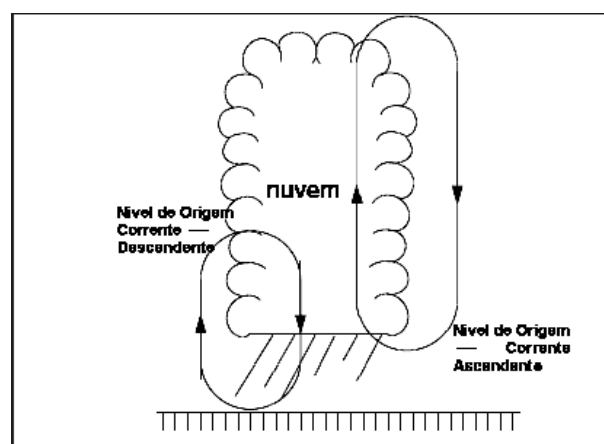


Figura E.4: Modelo conceitual de Grell

Na parametrização de Grell as nuvens são apresentadas com dois tipos de circulação em estado permanente, causados pela corrente ascendente e descendente. Não é considerada a mistura direta entre o ar da nuvem e o do meio ambiente; exceto no topo e na base da circu-

lação. O modelo de nuvem que é usado para calcular as propriedades da nuvem é formulado com apenas algumas equações.

O fluxo de massa é constante com a altura e não há entranhamento ou detranhamento ao longo dos contornos das nuvens; portanto:

$$m_u(z) = m_u(z_b) = m_b \quad (\text{E.131})$$

$$m_d(z) = m_d(z_0) = m_0 \quad (\text{E.132})$$

para o fluxo de massa ascendente  $m_u$  e descendente  $m_d$ ; onde  $m_b$  e  $m_0$  simplesmente representam o fluxo de massa da corrente ascendente e descendente nos seus níveis originais.

As condições nos níveis originais são dadas pelo meio ambiente para qualquer variável termodinâmica; por conseguinte o balanço líquido dentro da nuvem pode ser expresso por:

$$\alpha_u(z) = \tilde{\alpha}(z_b) + S_u(z) \quad (\text{E.133})$$

e

$$\alpha_d(z) = \tilde{\alpha}(z_0) + S_d(z) \quad (\text{E.134})$$

onde  $\alpha$  é uma variável termodinâmica, o til ( $\tilde{\phantom{x}}$ ) denota o valor do meio ambiente, e  $S$  a fonte ou o sumidouro.

Considerando que a energia estática úmida é dada por:

$$\tilde{h}(z) = c_p \tilde{T}(z) + gz + L\tilde{q}(z) \quad (\text{E.135})$$

as equações E.133 e E.134 podem ser expressas, simplesmente, por:

$$h_u(z) = \tilde{h}(z_b) \quad (\text{E.136})$$

e

$$h_d(z) = \tilde{h}(z_0) \quad (\text{E.137})$$

Para o balanço líquido da umidade da corrente ascendente utilizam-se as equações aproximadas E.71 e E.72 para calcular a razão de mistura dentro da nuvem quando se supõe a saturação. Essas expressões, juntamente com E.133 e E.134, permitem obter a condensação e a evaporação ( $S_u$  e  $S_d$ ). Note-se que o esquema também não supõe água na nuvem, ou seja, toda água se converte em chuva.

O sistema de equações E.14 a E.137 para dadas condições de contorno apresenta duas incógnitas,  $m_b$  e  $m_0$ . Para ter apenas uma variável desconhecida, o fluxo de massa que tem origem na corrente descendente é considerada como sendo dada em função do fluxo de massa da corrente ascendente; e a reevaporação do condensado convectivo, conforme apresentadas nas prévias secções. Portanto considera-se que:

$$m_0 = \frac{\beta I_1 m_b}{I_2} = \varepsilon m_b \quad (\text{E.138})$$

onde  $1 - \beta$  representa a eficiência da precipitação.

Para especificar as condições de contorno, supõe-se:

$$h_u(z) = h_u(z_b) = MAX [\tilde{h}(z)] \quad (\text{E.139})$$

com

$$z \leq z_b \quad e \quad h_u(z_T) = \tilde{h}^*(z_T) \quad (\text{E.140})$$

onde o asterisco (\*) denota o valor da saturação. O mesmo ocorre para a corrente descendente:

$$h_d(z) = h_d(z_0) = MIN [\tilde{h}(z)] \quad (\text{E.141})$$

Sob o ponto de vista físico, permitem-se flutuações máximas tanto devido às ascendente como às descendente. Para esse esquema de condição profunda, a base da nuvem para a corrente ascendente não é restrita àquela da camada-limite, portanto pode estar em qualquer ponto da troposfera.

Para evitar fontes de erros de ordem zero, a realimentação para a larga escala deve incluir os efeitos do resfriamento da corrente convectiva úmida descendente. Além disso, a mistura lateral deve nunca ser excessiva, especialmente se as propriedades das nuvens tiverem que ser calculadas com um modelo de nuvem de estado permanente.

Considerando a Figura E.4, a realimentação para esse esquema de Grell é inteiramente determinada pela compensação dos fluxos de massa e detranhamento no topo e base das nuvens. Conceitualmente, nenhuma media é necessária, como costuma se processar nos métodos de media de Reynolds. Isso não significa, entretanto, que a divisão da escala não seja necessária; mas sim que para a parametrização em consideração não é necessário supor que a fração de cobertura fracional seja muito pequena. Note-se, contudo, que qualquer parametrização pode somente fazer sentido se existir uma divisão clara de escalas; visto que nenhum dos efeitos parametrizados podem ser resolvido pela larga escala.

Supondo que, conforme apresentado na Figura E.4 conceitual, a convecção ocorre em apenas um ponto de grade; a mudança causada pela convecção pode ser expressa por:

$$\left( \frac{\partial \tilde{h}(k)}{\partial t} \right)_{CU} = \frac{\partial h_u(z) m_b}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{h}(z) m_b}{\partial z} - \frac{\partial h_d(z) m_0}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{h}(z) m_0}{\partial z} \quad (\text{E.142})$$

e

$$\left( \frac{\partial q(k)}{\partial t} \right)_{CU} = \frac{\partial q_u(z) m_b}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{q}(z) m_b}{\partial z} - \frac{\partial q_d(z) m_0}{\partial z} - \frac{\partial \tilde{q}(z) m_0}{\partial z} \quad (\text{E.143})$$

Dada a simplicidade do controle estático, essas equações podem ser simplificadas ainda mais:

$$\left( \frac{\partial \tilde{h}(k)}{\partial t} \right)_{CU} = m_b \frac{\partial \tilde{h}(z)}{\partial z} (1 - \varepsilon) + m_b \left( \frac{\partial h_u(z)}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial h_d(z)}{\partial z} \right) \quad (\text{E.144})$$

$$\left( \frac{\partial q(k)}{\partial t} \right)_{CU} = m_b \frac{\partial \tilde{q}(z)}{\partial z} (1 - \varepsilon) + m_b \left( \frac{\partial q_u(z)}{\partial z} - \varepsilon \frac{\partial q_d(z)}{\partial z} \right) \quad (\text{E.145})$$

A chuva é determinada por:

$$R \equiv I_1 m_b (1 - \beta) \quad (\text{E.146})$$

O segundo termo no lado direito de E.144 e E.145 é devido à corrente descendente; e são nulos acima do nível onde origina a corrente descendente. Abaixo do nível onde a corrente ascendente tem sua origem, o primeiro termo do lado direito é nulo, e somente as correntes descendentes afetam o meio ambiente de larga escala. Todas as variáveis dos termos de fluxo podem ser determinados a partir das equações do controle estático, exceto  $m_b$ .

No que diz respeito ao controle dinâmico, devido à simplicidade das equações, são muitas as suposições de fechamento que podem ser utilizadas. A mais simples é a da suposição do tipo Kuo, que relaciona a taxa de chuva com a convergência de umidade. Mas a mais aplicável é a do fechamento da estabilidade. Mesmo assim, há duas opções. Pode-se supor, como primeira opção, que as nuvens removem a energia de flutuação disponível como em outras parametrizações de mesoescala; ou, como outra opção, considerar que as nuvens estabilizam o meio ambiente de forma tão rápida como as de grandes escalas o desestabilizam; ou talvez até mesmo a inclusão das duas opções. Embora ambas sejam facilmente implementadas, no MM5 foi implementado o fechamento que depende da taxa de desestabilização. Nesse fechamento, a variação da energia de flutuação disponível (ABE), devido ao término da convecção, e a variação devida aos outros efeitos como da desestabilização de larga escala, bem como a desestabilizado das escala de de subgrade, é feito com:

$$\left( \frac{d(ABE)}{dt} \right)_{OTH} = - \left( \frac{d(ABE)}{dt} \right)_{CU} \quad (\text{E.147})$$

onde ABE denota a energia de flutuação disponível.

A variação devida à convecção é normalizada, em termos do fluxo de massa:

$$\left( \frac{d(ABE)}{dt} \right)_{OTH} = m_b \left( \frac{d(ABE)}{dt} \right)_{NCU} \quad (\text{E.148})$$

onde o subscrito, NCU, denota a mudança da energia de flutuação disponível para a nuvem, normalizada pelo fluxo de massa da base da nuvem. As equações E.147 e E.148 são empregadas para calcular  $m_b$ .

O procedimento empregado para o cálculo da realimentação convectiva consiste, primeiro, na explicação de uma forma bem simplista, a abordagem empregada para o cálculo de uma realimentação normalizada, e em seguida em descrever a suposição de fechamento que determina o fluxo de massa. Utilizando os campos da temperatura e da umidade de larga escala  $(T_0, q_0)$ , no instante de tempo  $t_0$ ;  $h_u(z)$ ,  $h_d(z)$ ,  $q_u(z)$ ,  $q_d(z)$  são obtidos, de uma forma simples E.136 a E.140. O primeiro cálculo consiste na determinação das integrais  $I_1$  e  $I_2$ , calculadas como resíduos, usando as equações E.136 e E.139. O passo seguinte consiste em estimar a variação convectiva, por unidade de fluxo de massa (antes de conhecer os atuais valores de  $m_b$ 's). Isso é feito estimando a variação líquida da variável termodinâmica  $\alpha$  na camada  $k$  com:

$$\frac{\Delta p(k)}{g} \delta(\tilde{\alpha}(k)) = (1 - \varepsilon) (\tilde{\alpha}(k - 0, 5) - \tilde{\alpha}(k + 0, 5)) \quad (\text{E.149})$$

onde  $\Delta p(k)$  é definido por  $\Delta p(k) = p(k + 0, 5) - p(k - 0, 5)$ . Essa subsidência representa o fluxo de massa compensatória do meio ambiente, devido ao fluxo de massas das correntes ascendente e descendente dentro da nuvem.

Note-se que abaixo de  $z_u$  a subsidência compensatória pode ser compensada com o levantamento ascendente, pois nesse caso apenas ocorrem correntes descendentes.

No topo da nuvem:

$$\frac{\Delta p(k_{topo})}{g} \delta(\tilde{\alpha}(k_{topo})) = \tilde{\alpha}(k_{topo} - 0, 5) - \alpha_u(k_{topo}) \quad (E.150)$$

onde  $\Delta p(k_{topo}) = p(k_{topo} + 0, 5) - p(k_{topo} - 0, 5)$

Finalmente, na superfície:

$$\frac{\Delta p(k_{sur})}{g} \delta(\tilde{\alpha}(k_{sur})) = \tilde{\alpha}(k_{sur} - 0, 5) - \alpha_d(k_{sur}) \quad (E.151)$$

com  $\Delta p(k_{sur}) = p(k_{sur} + 0, 5) - p(k_{sur} - 0, 5)$ , onde o primeiro termo representa a parte compensatória do fluxo de massa do meio ambiente, e o segundo termo o detranhamento, de todo ar das correntes descendentes, na base da nuvem.

As mudanças normalizadas são também usadas para calcular a realimentação final (após determinado  $m_b$ ), que é simplesmente dada por:

$$\left( \frac{\partial \alpha(k)}{\partial t} \right)_{CU} = \delta(\alpha(k)) m_b \quad (E.152)$$

Para calcular o fluxo de massa  $m_b$ , define-se a energia de flutuação, que é disponível para a nuvem (ascendentes e descendentes):

$$ABE = \sum_{k=LFC}^{k=k_{top}} \left[ \frac{g}{c_p T(k - 0, 5)} \left( \frac{\tilde{h}(kb) - \tilde{h}^*(k - 0, 5)}{1 + \gamma(k - 0, 5)} (z(k - 1) - z(k)) \right) \right] + \sum_{k=z_0}^{k=sur} \left[ \frac{g}{c_p T(k - 0, 5)} \left( \frac{\tilde{h}(k0) - \tilde{h}^*(k - 0, 5)}{1 + \gamma(k - 0, 5)} (z(k) - z(k - 1)) \right) \right] + \quad (E.153)$$

onde  $\gamma$  é definido por E.15. A ABE pode ser calculada (similarmente a Lord, 1982) para o meio ambiente sem alteração, bem como para um meio ambiente em que tenha sido alterado por algum fluxo de massa arbitrário  $m'_b \Delta t'$ . Assim pode-se escrever que:

$$NA = \left( \frac{dABE}{dt} \right)_{NCU} = \frac{ABE' - ABE}{m'_b \Delta t'} \quad (E.154)$$

onde ABE são calculados usando  $T_0$  e  $q_0$ ; enquanto  $ABE'$  são calculados após modificar as variáveis termodinâmicas por uma quantidade arbitrária de fluxo de massa  $m'_b \Delta t'$ , onde:

$$\alpha'(k) = \alpha(k) + \delta(\alpha(k)) m'_b \Delta t' \quad (E.155)$$

Para um fechamento que depende da taxa de desestabilização, é necessário calcular a mudança na energia de flutuação disponível devido à larga escala ou a outros efeitos de subgrade. Para isso altera-se o campo termodinâmico com:

$$\alpha''(k) = \alpha_0 + \left( \frac{\partial \alpha}{\partial t} \right)_{LS+SUBG} \Delta t \quad (\text{E.156})$$

aplicado a cada passo de tempo  $\Delta t$ . A quantidade com duplas aspas é então usada para calcular a variação na energia de flutuação disponível, devido aos efeitos não convectivos. Como resultado, a equação para o fluxo de massa fica:

$$m_b = \frac{ABE'' - ABE}{(ABE' - ABE) m'_b} \quad (\text{E.157})$$

### Esquema da convecção rasa

O esquema da convecção rasa parametriza dois processos; a convecção não precipitante razão forçada da Camada Limite Planetária (PBL) e a convecção da troposfera média, causada pelos efeitos de subgrade, tais como o do resfriamento radiativo do topo da nuvem.

O primeiro processo pode não ser necessário, quando a parametrização é acoplada com o esquema de PBL, com esquemas de fechamento de alta ordem. Isso porque nesse caso transportará a umidade de dentro da camada limite para os níveis imediatamente acima dela. Isso é feito emulando bolhas, forçadas pelo calor da superfície e pelos fluxos de umidade com forte mistura lateral, que surge sem a formação de precipitação até o topo da camada limite. Essas bolhas chegam até a atmosfera livre, onde perdem suas flutuações; e por causa da forte mistura lateral, geralmente não atingem mais que 50-75 hPa de profundidade. A física envolvida na descrição do segundo tipo de convecção razão é a mesma, exceto pela forçante.

Para parametrizar a convecção supõe-se que o elemento convectivo pode ser caracterizado por uma bolha, que sobe por algumas camadas do modelo; supostamente forçada pelos fluxos da PBL, ou pelas tendências de resfriamento radiativo. Alguns dos elementos dessa parametrização são baseados no esquema tipo Arakawa-Schubert e outros baseados em esquema de uma nuvem de Grel, mas com nuvens de elementos convectivos rasos, caracterizados por diferentes propriedades. Eles usualmente apresentam grandes mistura; não são precipitantes; não tem escala convectiva de correntes descendentes; e são forçados apenas por processos de escala de subgrade.

A descrição focalizará apenas os aspectos distintos daqueles apresentados nos modelos descritos previamente. Visto que o único propósito desse esquema é representar a convecção muito rasa, ele é também construído com um esquema de uma única nuvem, e não de um aglomerado ou uma família. Embora implicitamente empregue as equações E.58 a E.61, consideráveis simplificações podem ser feitas supondo uma forte mistura lateral (detranhamento e entranhamento igualmente fortes), ou seja, dadas por:

$$\mu = 0 \quad (\text{E.158})$$

$$\mu_e = \mu_d = \frac{0,2}{r} \quad (\text{E.159})$$

$$\frac{\partial \alpha_c}{\partial z} = \frac{0,2}{r} (\tilde{\alpha} - \alpha_c) + S_c \quad (\text{E.160})$$



onde o  $r$  na equação E.159 representa o raio do elemento flutuante. A parametrização é sensível à escolha de  $r$ . Para esse tipo de convecção supõe-se que  $r = 50$  m. Quando for suposto que não há forma alguma de precipitação ou evaporação, as equações E.158 a E.160, juntamente com a condição inicial E.82 e E.83, formam um conjunto simples de equação na determinação das propriedades do elemento convectivo, se  $r$  for dado. Sem a formação de precipitação,  $S_c$  em E.160 é nulo. Para a realimentação, as equações E.89 a E.92 ficam simplesmente:

$$FS_s(z) \equiv [s_c(z) - \bar{s}(z)] m_c \quad (\text{E.161})$$

$$FS_q(z) \equiv [q_c(z) - \bar{q}(z)] m_c \quad (\text{E.162})$$

$$FS_l(z) \equiv l(z) m_c = 0 \quad (\text{E.163})$$

A única incógnita nessas equações é o fluxo de massa, que é determinado no controle dinâmico, onde se utiliza a definição da função trabalho da nuvem E.163, impondo:

$$\left( \frac{dA(scl)}{dt} \right)_{CU} = - \left( \frac{dA(scl)}{dt} \right)_{SUBG} \quad (\text{E.164})$$

Note-se que, visto que a função de trabalho é independente do fluxo de massa (fluxo de massa é constante com a altura), a equação E.164 para nuvem do tipo stratus-cumulus (SCL) se simplifica:

$$A(scl) = \int_{ZB}^{ZT} \frac{g}{c_p T(z)} \frac{1}{1 + \gamma} (h_c(z) - \bar{h}^*(z)) dz \quad (\text{E.165})$$

Os subscritos da equação E.164: CU refere se aos efeitos devido à convecção; e o SUBG aos efeitos devido às forçantes da escala de subgrade.  $A(scl)$  representa simplesmente a flutuação que é disponível para uma nuvem scl particular. Portanto, fisicamente, a mudança na eficiência da produção de energia cinética, devido à nuvem scl, é proporcional à produção de flutuação pela forçante de subescala. Para obter um fechamento, o termo no lado esquerdo da equação E.164 é normalizado pelo fluxo de massa:

$$m_c \left( \frac{dA(scl)}{dt} \right)_{NCU} = - \left( \frac{dA(scl)}{dt} \right)_{SUBG} \quad (\text{E.166})$$

onde o subscrito NCU agora representa a variação de  $A$  devido a uma unidade de massa da nuvem scl. Com E.110, para calcular  $m_c$ , torna-se possível calcular a realimentação. Note-se que na equação E.159,  $m_c$  independe da altura;  $e$  representa simplesmente a base do fluxo de massa da nuvem. Deve-se notar, também, que a descrição da parametrização é altamente benéfica para alta resolução vertical.

### E.0.15 Parametrizações da Camada Limite Planetária (PBL)

#### Equação da energia da superfície

A temperatura da superfície  $T_g$ , em superfícies de Terra, é computada a partir do balanço da energia da superfície, baseada no método desenvolvido por Blackadar (Zhang and Anthes (1982)), dada por:

$$C_g \frac{\partial T_g}{\partial t} = R_n - H_m - H_s - L_v E_s \quad (\text{E.167})$$

onde  $C_g$  é a capacidade térmica da fatia do solo, por unidade de área;  $R_n$  a radiação líquida;  $H_m$  o escoamento de calor para dentro do substrato;  $H_s$  o fluxo de calor sensível para dentro da atmosfera;  $L_v$  o calor latente de vaporização e  $E_s$  o fluxo de umidade da superfície.

Blackadar (1979) mostrou que as seguintes formulações permitem que a amplitude e fase da temperatura da fatia sejam idênticas às da temperatura da superfície de uma camada de solo real, com uma condutividade térmica uniforme,  $\lambda$ , e capacidade de calor por unidade de volume,  $C_s$ . A capacidade térmica  $C_g$  é relacionada com esses parâmetros e velocidade angular da terra  $\Omega$  por:

$$C_g = 0,95 \left( \frac{\lambda C_s}{2\Omega} \right)^{1/2} \quad (\text{E.168})$$

com  $C_g$  relacionada ao parâmetro de inércia térmica,  $\chi$ , dado por:

$$\chi = (\lambda C_s)^{1/2} \quad (\text{E.169})$$

Assim, de E.168 e E.169:

$$C_g = 3,293 \cdot 10^6 \chi \quad (\text{E.170})$$

onde  $\chi$  ( $\text{cal cm}^{-2} \text{K}^{-1} \text{s}^{1/2}$ ;  $1 \text{cal} = 4,18 \text{J}$ ) é especificada em função das características do uso da terra (sub-sistema TERRAIN do MM5).

### Fluxo radiativo líquido $R_n$

A radiação é a força motora da PBL diabática; além de ser a componente mais importante do balanço de energia. Ela é expressa por:

$$R_n = Q_s + I_s \quad (\text{E.171})$$

onde  $Q_s$  e  $I_s$  representam as irradiâncias líquidas das ondas curtas e longas da superfície.

Para a condição de céu claro, desprovido de nuvens, a radiação solar absorvida pela camada, incluindo aquelas devidas as múltiplas reflexões das ondas curtas, é dada, na forma aproximada por:

$$Q_s = S_0(1 - A)\tau \cos \psi \quad (\text{E.172})$$

onde  $S_0 = 1395,6 \text{ W m}^{-2}$  é a constante solar;  $A$  o albedo;  $\psi$  o ângulo zenital; e  $\tau$  a transmissividade das ondas curtas. O termo  $\cos \psi$  é, por outro lado, dado por:

$$\cos \psi = \sin \phi \sin \delta + \cos \phi \cos \delta \cos h_0 \quad (\text{E.173})$$

onde  $\phi$ ,  $\delta$ ,  $h_0$  representam, respectivamente, a latitude, declinação solar e o ângulo horário local do sol (Sellers (1974)).

A transmissividade das ondas curtas, para múltiplas reflexões (Benjamin, 1983) é dada por:

$$\tau = \frac{\tau_a [\tau_s + (1 - \tau_s)(1 - b)]}{(1 - X_R A)} \quad (\text{E.174})$$

onde  $\tau_a$ ,  $\tau_s$ ,  $b$ ,  $X_R$  representam, respectivamente, a transmissividade da absorção, transmissividade do espalhamento, coeficiente de retro espalhamento e o fator de reflexão múltipla; e

$$X_R = \tau_{ad}(1 - \tau_{sd})b_d \quad (\text{E.175})$$

com o subscrito,  $d$ , denotando a parte difusa.

Todas as transmissividades, para o caso do céu claro e os coeficientes de retro espalhamento ( $b$  e  $b_d$ ), são determinados em função do comprimento do caminho e da água precipitável, usando uma tabela (preestabelecida) do modelo de transferência radiativa de Carlson and Boland (1978). As transmissividades são ajustadas, para a pressão da superfície com:

$$\sigma = \frac{1 + (\sigma' - 1)p_s}{1013,25} \quad (\text{E.176})$$

onde  $\tau'$  é a transmissividade tabelada, que é obtida supondo uma pressão de superfície de 1013,25; e  $p_s$  representando a pressão na superfície do local.

A radiação líquida das ondas longas,  $I_s$ , é dada pela soma da radiação que sai ( $I \uparrow$ ) e a que chega ( $I \downarrow$ ). A radiação que sai é dada por:

$$I \uparrow = \varepsilon_g \sigma_{SB} T_g^4 \quad (\text{E.177})$$

onde  $\varepsilon_g$  é a emissividade da fatia do solo;  $T_g$  a temperatura do solo; e  $\sigma_{SB}$  a constante de Stefan-Boltzmann. A radiação de ondas longas que é absorvida pela superfície é dada por:

$$I \downarrow = \varepsilon_g \varepsilon_a \sigma_{SB} T_a^4 \quad (\text{E.178})$$

onde  $T_a$  é a temperatura da atmosfera na camada acima da superfície;  $\varepsilon_a$  a emissividade de onda longa da atmosfera, dado por:

$$\varepsilon_a = 0,725 + 0,17 \log w_p \quad (\text{E.179})$$

onde  $w_p$  é a água precipitável em cm.

No caso de céu nublado, o MM5 utiliza o esquema de parametrização de Benjamin (1983) para simular os efeitos das radiações de ondas curtas e longas descendentes das nuvens. Nesse esquema, grupos de níveis sigma são escolhidos para corresponder aquelas das camadas da baixa, média e alta das nuvens (ou seja, as nuvens que estão abaixo de 800 hPa, designadas como baixa; medias aquelas entre 800 e 450 hPa; e as altas acima de 450 hPa) baseadas em uma superfície com pressão suposta como 1000 hPa.

A atenuação da radiação das ondas curtas pelas nuvens é parametrizada com as transmissividades da absorção  $\sigma_{ac}$  e de espalhamento  $\sigma_{sc}$ . Elas são dadas para as três camadas por:

$$\sigma_{ac} = \prod_{i=1}^3 [1 - (1 - \sigma_{ai})] n_i \quad (\text{E.180})$$

$$\sigma_{sc} = \prod_{i=1}^3 [1 - (1 - \sigma_{si})] n_i \quad (\text{E.181})$$

onde  $i = 1, 2, 3$  representam, respectivamente, as nuvens baixa, média e alta;  $n_i$  a fração de nuvem; e  $\sigma_{ai}$ ,  $\sigma_{si}$  são dados tabelados. A transmissividade para absorção mínima de onda curta é estabelecida com valor 0,7; e a mínima transmissividade de espalhamento em 0,44.

A fração de nuvem é baseada na umidade relativa. Para nuvens de níveis médios:

$$n = 4,0RH - 3,0 \quad (\text{E.182})$$

a superior:

$$n = 42,5RH - 1,5 \quad (\text{E.183})$$

onde RH é a máxima umidade relativa encontrada na camada do modelo, dentro das camadas baixa, média e alta.

A expressão da transmissividade efetiva, das ondas curtas sob céu nublado é dada por:

$$\sigma = \frac{\sigma_{ac}\sigma_{sc}\sigma_a [\sigma_s + (1 + \sigma_s)(1 - b)]}{(1 - X_c A)} \quad (\text{E.184})$$

onde o fator de reflexão múltipla para céu claro  $X_c$  é definido por:

$$X_c = \sigma_{ad}\sigma_{ac}(1 - \sigma_{sc}\sigma_{sd})\overline{b_d} \quad (\text{E.185})$$

com  $\overline{b_d}$  representando o coeficiente de retro espalhamento médio dado por:

$$\overline{b_d} = \frac{b_d(1 - \sigma_{sd}) + (1 - \sigma_{sc})}{(1 - \sigma_{sd}) + (1 - \sigma_{sc})} \quad (\text{E.186})$$

O realce da radiação de onda longa das nuvens, incidente no solo é expresso por:

$$I\downarrow' = I\downarrow \left( 1 + \sum_{i=1}^3 c_i n_i \right) \quad (\text{E.187})$$

onde  $c_i$  são os coeficientes de realce nos diferentes níveis e são também tabelados.

O escoamento de calor para dentro do substrato  $H_m$  é dado por:

$$H_m = K_m C_g (T_g - T_m) \quad (\text{E.188})$$

onde o coeficiente de transferência de calor é dado por  $K_m = 1,18\Omega$ , com  $\Omega$  expressando a velocidade angular da Terra. O  $T_m$  representa a temperatura do substrato, que é considerado constante e igual à temperatura do ar da superfície durante todo período de integração. Quando o modelo é usado na previsão em vez de pesquisa,  $T_m$  pode ser estabelecido como sendo igual à temperatura média da superfície do dia anterior.

---

### Parametrização bulk-aerodinâmico

Os fluxos de calor sensível,  $H_s$ , e de umidade da superfície,  $E_s$ , são computados de distintas formas, dependendo do tipo de parametrização da PBL. No caso do método conhecido como *bulk-aerodinâmico*, ela segue a física proposta por Deardorf (1972), que é uma escolha eficaz sob o ponto de vista computacional. Nessa parametrização os fluxos de calor da superfície são dados por:

$$H_s = \rho_a c_{pm} C_\theta C_u (\theta_g - \theta_a) V \quad (\text{E.189})$$

onde  $\rho_a$ ,  $\theta_a$  são a densidade e temperatura potencial na camada mais baixa do modelo;  $C_\theta$ ,  $C_u$  os coeficientes de troca, definida por:

$$C_u = C_{uN} \left( \frac{1 - R_{iB}}{R_{iC}} \right) \quad (\text{E.190})$$

$$C_\theta = C_{\theta N} \left( \frac{1 - R_{iB}}{R_{iC}} \right) \quad (\text{E.191})$$

para a condição estável

$$(0 \leq R_{iB} \leq 0,9 R_{ic}) \quad (\text{E.192})$$

e

$$C_u = \frac{1}{\frac{1}{C_{uN}} - 25 \exp(0,26\psi - 0,03\psi^2)} \quad (\text{E.193})$$

e

$$C_\theta = \frac{1}{\frac{1}{C_{\theta N}} + \frac{1}{C_u} + \frac{1}{C_{uN}}} \quad (\text{E.194})$$

para o caso instável

( $R_{iB} \leq 0$ ).  $C_{uN}$  e  $C_{\theta N}$  são os valores neutros para  $C_u$  e  $C_\theta$ ; e são dados por:

$$C_{uN} = \left[ k^{-1} \ln \left( \frac{0,025h}{z_0} \right) + 8,4 \right]^{-1} \quad (\text{E.195})$$

e

$$C_{\theta N} = \left[ 0,74k^{-1} \ln \left( \frac{0,025h}{z_0} \right) + 7,3 \right]^{-1} \quad (\text{E.196})$$

onde  $R_{ic} = 0,35$ , com  $h$  representando a profundidade da camada mais baixa do modelo e  $\psi$  definido por:

$$\psi = \log(-R_{iB}) - 3.5 \quad (\text{E.197})$$

A velocidade  $V$  é dada por:

$$V = (V_a^2 + V_c^2)^{1/2} \quad (\text{E.198})$$

com  $V_a$ ,  $V_c$  indicando, respectivamente, a velocidade do vento na camada mais baixa do modelo e a velocidade convectiva. Eles são importantes sob condições de vento médio e baixo, definido sob as condições instável e neutra por:

$$V_c = 2(\theta_g - \theta_a)^{1/2} \quad (\text{E.199})$$

enquanto é nulo sob condições estáveis.

O fluxo de umidade na superfície é dado por:

$$E_s = \rho_a C_\theta C_u M (q_{vs}(T_g) - q_{va}) V \quad (\text{E.200})$$

onde  $M$  representa o parâmetro da disponibilidade da umidade, que varia entre o valor 1,0 para superfície saturada a 0,0 para superfície sem evaporação potencial. A disponibilidade da umidade é especificada, em função da categoria do uso do solo (definido no subsistema TERRAIN). Ressalta-se que os resultados do modelo são, muitas vezes, sensíveis ao valor usado para  $M$ .

O fluxo de momento para a superfície é dado por:

$$\sigma_s = \rho_a C_D V^2 \quad (\text{E.201})$$

onde o coeficiente de arrasto  $C_D$  é definido por:

$$C_D = C'_D + 3 \cdot 10^{-3} \left( \frac{\phi_s}{\phi_s + 9800} \right) \quad (\text{E.202})$$

O segundo termo envolvendo a superfície geopotencial,  $\phi_s$ , é o que faz a correção para uma topografia elevada (Beck, 1977). A expressão de  $C'_D$  segundo Deardorf (1972) é dada por:

$$C'_D = C_u^2 \quad (\text{E.203})$$

### Modelo de Blackadar

O modelo de alta resolução da PBL é um modelo revisado de Blackadar (Blackadar (1976), Blackadar (1979); Zhang and Anthes (1982)). Ele é implementado para prever a mistura vertical do vento horizontal ( $u$  e  $v$ ); temperatura potencial  $\theta$ ; razão de mistura  $q_v$ ; água da nuvem  $q_c$ ; e do gelo  $q_i$ .

O calor da superfície e os fluxos de umidade são computados com a teoria da similaridade. A velocidade friccional  $u_*$  é, primeiramente, computada com:

$$u_* = \text{MAX} \left( \frac{kV}{\ln \frac{z_a}{z_0} - \psi_m}, u_{*0} \right) \quad (\text{E.204})$$

onde  $u_{*0}$  é um valor de suporte ( $0,1 \text{ ms}^{-1}$  sobre terra e  $0,0$  sobre água) e  $V$  é dado por E.198.

O fluxo de calor da superfície é determinado com:

$$H_s = -C_{pm} \rho_a k u_* T_* \quad (\text{E.205})$$

com

$$T_* = \frac{\theta_a - \theta_g}{\ln \frac{z_a}{z_0} - \psi_h} \quad (\text{E.206})$$

onde  $z_0$  é o parâmetro de rugosidade;  $z_a$  a altura do nível  $\sigma$  mais baixo;  $\psi_m$  e  $\psi_h$  os parâmetros da estabilidade adimensional, que são funções do número bulk de Richardson,  $R_{iB}$ , que é dado por:

$$R_{iB} = \frac{gz_a}{\theta_a} \frac{\theta_{va} - \theta_{vg}}{V^2} \quad (\text{E.207})$$

onde o subscritov representa a temperatura virtual potencial. São quatro os casos de estabilidade possíveis:

#### a. Caso estável

Para o caso estável,  $R_{iB} > R_{ic}$ ; e o número crítico de Richardson:

$$R_{ic} = 0,2 \quad (\text{E.208})$$

Nesse caso,

$$u_* = u_{*0} \quad (\text{E.209})$$

$$\psi_m = \psi_h = -10 \ln \frac{z_a}{z_0} \quad (\text{E.210})$$

e

$$H_s = \text{MAX} \left( -250 \text{ W m}^{-2}, c_{pm} \rho_a k u_* T_* \right) \quad (\text{E.211})$$

#### Caso turbulência mecanicamente dirigida

No caso da turbulência mecanicamente dirigida,  $0 \leq R_{iB} \leq R_{ic}$  e portanto:

$$\psi_m = \psi_h = -5 \left( \frac{R_{iB}}{1, 1 - 5R_{iB}} \right) \ln \frac{z_a}{z_0} \quad (\text{E.212})$$

#### Caso Instável forçado

No caso instável, ou de convecção forçada,  $R_{iB} < 0$  e  $\left| \frac{h}{L} \right| \leq 1,5$ , onde o comprimento de Monin-Obukhov,  $L$ , é definido por:

$$L = \frac{c_{pm} \rho_a \theta_a u_*^3}{kg H_s} \quad (\text{E.213})$$

e  $h$  é a altura da PBL. Nesse caso,

$$\psi_m = \psi_h = 0 \quad e \quad \frac{z_a}{L} = R_{iB} \ln \frac{z_a}{z_0} \quad (\text{E.214})$$

#### Caso Instável livre

No caso instável, ou da convecção livre,  $R_{iB} < 0$  e  $\left| \frac{h}{L} \right| > 1,5$ ; e esse caso:

$$\psi_h = -3,23 \left( \frac{z_a}{L} \right) - 1,99 \left( \frac{z_a}{L} \right)^2 - 0,474 \left( \frac{z_a}{L} \right)^3 \quad (\text{E.215})$$

e

$$\psi_m = -1,86 \left( \frac{z_a}{L} \right) - 1,07 \left( \frac{z_a}{L} \right)^2 - 0,249 \left( \frac{z_a}{L} \right)^3 \quad (\text{E.216})$$



onde  $\frac{z_a}{L}$  é limitado, de forma a não ser menor que -0,2. Para  $\frac{z_a}{L} = -2,0$ ;  $\psi_h = 2,29$  e  $\psi_m = 1,43$ . Em geral,  $\frac{z_a}{L}$  é uma função de  $\psi_m$  e E.216 é uma equação implícita, que requer um processo iterativo para sua solução. Para ganho de tempo computacional, aproxima-se  $\frac{z_a}{L}$  em função explícita de  $R_{iB}$ , de tal forma que:

$$\frac{z_a}{L} = R_{iB} \ln \frac{z_a}{z_0} \quad (\text{E.217})$$

Essa forma assegura a continuidade de  $\psi_m$ , para todos os valores de  $R_{iB}$ .

A formulação para o fluxo de umidade da superfície, no caso de múltiplas camadas, foi derivada de Carlson and Boland (1978):

$$E_s = M\rho_a I^{-1} (q_{vs}(T_g) - q_{va}) \quad (\text{E.218})$$

e

$$I^{-1} = ku_* \left[ \ln \left( \frac{ku_* z_a}{K_a} + \frac{z_a}{z_1} \right) - \psi_h \right]^{-1} \quad (\text{E.219})$$

onde  $z_1$  representa a profundidade da camada molecular (0,01 m sobre terra e  $z_0$  sobre água); e  $K_a$  a difusividade molecular de suporte, cujo valor é dado por  $K_a = 2,4 \cdot 10^{-5} \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ .

Sobre superfície de terra, o comprimento da rugosidade  $z_0$  é especificado em função da categoria do uso do solo; e sobre a água é calculada em função da velocidade friccional (Delsol et al. (1971)) por:

$$z_0 = \frac{0,032u_*^2}{g} + z_{0c} \quad (\text{E.220})$$

onde  $z_{0c}$  é um valor de suporte com valor dado por:  $z_{0c} = 10^{-4} \text{ m}$ .

O esquema de Blackadar considera dois regimes distintos de PBL. O regime noturno e o regime de convecção livre. Os primeiros três casos (estável, turbulência mecanicamente dirigida e a convecção forçada) estão no regime noturno; que em geral é estável ou pelo menos marginalmente instável.

### Regime Noturno

O fechamento de primeira ordem é usado para prever as variáveis do modelo; e a tensão do solo é obtida com:

$$\tau_s = \rho u_*^2 \quad (\text{E.221})$$

, onde  $u_*$  é computado de E.204.

As componentes de  $\tau_s$  nas direções x e y são:

$$\tau_{sx} = \frac{u}{V_a} \tau_s \quad (\text{E.222})$$

e

$$\tau_{sy} = \frac{v}{V_a} \tau_s \quad (\text{E.223})$$

onde  $V_a$  é a velocidade do vento no menor nível do modelo.

Para variáveis da camada superficial, as equações prognósticas são:

$$\frac{\partial \theta_a}{\partial t} = \frac{-(H_1 - H_s)}{\rho_a c_{pm} z_1} \quad (\text{E.224})$$

$$\frac{\partial q_{va}}{\partial t} = \frac{-(E_1 - E_s)}{\rho_a z_1} \quad (\text{E.225})$$

$$\frac{\partial u_a}{\partial t} = \frac{(\tau_{1x} - \tau_{sx})}{\rho_a z_1} \quad (\text{E.226})$$

$$\frac{\partial v_a}{\partial t} = \frac{-(\tau_{1y} - \tau_{sy})}{\rho_a z_1} \quad (\text{E.227})$$

$$\frac{\partial q_{ac}}{\partial t} = \frac{-F_1}{\rho_a z_1} \quad (\text{E.228})$$

onde  $H_s$  é o fluxo de calor da superfície computada de E.211;  $E_s$  é o fluxo de umidade da superfície computada de E.218; o subscrito referindo-se às variáveis da camada superficial; o subscrito 1 aos fluxos no topo da camada superficial indicado na Figura. E.3;  $z_1$  a altura da camada mais baixa do modelo. Os fluxos em todos os níveis sigma são computados usando a teoria  $K$ . A variável prognóstica acima da camada superficial são computadas com a teoria  $K$  e um de esquema de difusão implícita (Richtmeyer (1957); Zhang and Anthes (1982)).

### Regime de convecção livre

Quando ocorre forte aquecimento na parte inferior há grandes fluxos de calor da superfície e uma camada super-adiabática se forma na baixa troposfera. À medida que a pluma flutuante de ar quente ascende sob tais condições instáveis, deve-se considerar, em cada nível, a mistura do calor, momento e da umidade. A mistura vertical do esquema não é determinada pelos gradientes locais das subcamadas, mas sim pela estrutura térmica da camada de mistura. No modelo PBL de Blackadar, a mistura vertical ocorre entre a camada mais baixa e cada uma das subcamadas da camada de mistura, em vez de ser entre as camadas adjacentes, como na teoria  $K$ .

Na camada superficial, a variável prognostica é determinada pela solução analítica de:

$$\alpha_a^{\tau+1} = \alpha_a^{\tau-1} + \left( \frac{F_s z_1}{\bar{m} h^2} - \frac{F_s}{\bar{m} h} + \frac{F_1}{\bar{m} h} \right) \left[ \exp \left( -\frac{\bar{m} h \Delta t}{z_1} - 1 \right) \right] + \frac{F_s \Delta t}{h} \quad (\text{E.229})$$

onde  $\alpha$  representa qualquer variável prognostica;  $F_s$  o fluxo na superfície;  $F_1$  o fluxo no topo da camada superficial;  $h$  a altura da PBL;  $\Delta t$  o passo de tempo e o coeficiente de mistura  $\bar{m}$  dado por:

$$\bar{m} = H_1 \left[ \rho_a c_{pm} (1 - \varepsilon) \int_{z_1}^h [\theta_{va} - \theta(z')] dz' \right]^{-1} \quad (\text{E.230})$$

onde  $\varepsilon$  é o coeficiente de entranhamento (com valor 0,2); e  $H_1$  o fluxo de calor no topo da camada superficial computado pela equação de Priestly:

$$H_1 = \rho_a c_{pm} z_1 \left( \theta_{va} - \theta_{1\frac{1}{2}} \right)^{\frac{3}{2}} \left( \frac{2g}{27\theta_{va}} \right)^{\frac{1}{2}} \frac{1}{z_1} \left[ z_1^{-\frac{1}{3}} - \left( 2z_{1\frac{1}{2}} \right)^{-\frac{1}{3}} \right]^{-\frac{2}{3}} \quad (\text{E.231})$$

Nessa equação,  $z_1$  representa a profundidade da camada superficial; e o subscrito  $1\frac{1}{2}$  se refere à segunda camada de previsão acima da superfície (Figura E.3).

A equação prognóstica para as variáveis acima da camada superficial são:

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} = \overline{m} (\alpha_a - \alpha_i) \quad , \quad \alpha = \theta, q_v, q_c \quad (\text{E.232})$$

$$\frac{\partial \alpha_i}{\partial t} = w \overline{m} (\alpha_a - \alpha_i) \quad , \quad \alpha = u, v \quad (\text{E.233})$$

onde a variável  $w$  é uma função peso, introduzida para reduzir a mistura nas proximidades do topo da camada de mistura, definida por:

$$w = 1 - \frac{z}{h} \quad (\text{E.234})$$

### Difusão vertical

Acima da camada de mistura, emprega-se a teoria  $K$  para prever a difusão vertical da variável prognóstica, de forma que:

$$F_{V\alpha} = p^* \frac{\partial K_z}{\partial z} \frac{\partial \alpha}{\partial z} \quad (\text{E.235})$$

onde a difusividade dos turbilhões,  $K_z$ , é função do número de Richardson,  $R_i$ ; ou seja, especificamente:

$$K_z = K_{z0} + l^2 S^{\frac{1}{2}} \frac{R_{ic} - R_i}{R_{ic}} \quad \text{para} \quad R_i < R_{ic} \quad (\text{E.236})$$

$$K_z = K_{z0} \quad \text{para} \quad R_i \geq R_{ic} \quad (\text{E.237})$$

, onde  $K_{z0} = 1 \text{ m}^2 \text{ s}^{-1}$ ;  $l = 40 \text{ m}$  e  $R_{ic}$  é o número crítico de Richardson, que é uma função da espessura da camada (m) e definida por:

$$R_{ic} = 0,257 \Delta z^{0,175} \quad (\text{E.238})$$

, ou seja, varia de 0,58 para  $\Delta z = 100 \text{ m}$  a 0,86 para  $\Delta z = 1000 \text{ m}$ .

O número de Richardson é, por outro lado, dado por:

$$R_i = \frac{g}{\theta S} \frac{\partial \theta}{\partial z} \quad (\text{E.239})$$

onde  $S$  é dado por:

$$S = \left( \frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + \left( \frac{\partial v}{\partial z} \right)^2 + 10^{-9} \quad (\text{E.240})$$

O MM5 apresenta a opção que permite obter a umidade explícita ou incluir os efeitos da umidade na difusão vertical. Para levar em consideração os processos adiabáticos úmidos do ar, em condições nubladas (Durrán and Klemp (1982)), o número de Richardson é modificado para:

$$R_i = (1 + \alpha) \left[ \frac{g}{\theta S} \frac{\partial \theta}{\partial z} - \frac{g^2 \frac{\chi - \alpha}{1 + \chi}}{S c_p T} \right] \quad (\text{E.241})$$

onde

$$\chi = \frac{L_v^2 q_{vs}}{c_p R_v T^2} \quad (\text{E.242})$$

e

$$\alpha = \frac{L_v q_{vs}}{R_d T} \quad (\text{E.243})$$

Essa alteração é empregada quando a quantidade de nuvem excede  $0,01 \text{ g kg}^{-1}$ .

### E.0.16 Parametrização da radiação

A opção da radiação atmosférica no MM5 consiste em prover um esquema de radiação de onda longa no espectro do infravermelho, e de onda curta no visível, os quais interagem com a atmosfera, os campos de nuvens, a precipitação e com a superfície (Dudhia (1989)).

#### Esquema radiativo de onda longa

A radiação de onda longa é absorvida pelo vapor de água, que é o principal absorvedor espectral da atmosfera em condições de céu claro. O método comumente empregado é o da emissividade de amplas bandas (Stephens (1984)). O procedimento envolve a utilização de uma função pré-calculada da emissividade,  $\varepsilon$ , que representa o espectro de absorção do vapor de água integrada em frequência, ponderada por uma função ponderada. Rodgers (1967) apresenta a emissividade para cima e para baixo, em função do caminho do vapor de água,  $u$ . Essa emissividade apresenta um termo de correção, devido à temperatura, que inclui ao caminho ( $u$ ) um fator de correção devido a pressão, que é proporcional a  $p^{0,86}$ . A forma da função é dada por:

$$\varepsilon(u) = \sum_{i=0}^{i=4} (a_i + \bar{T} b_i) x^i \quad (\text{E.244})$$

onde  $x = \ln u$ ;  $\bar{T}$  é a temperatura média de T-250 (K) ponderada pelo caminho  $u$ . Para  $u$  menor que  $10 \text{ gm}^{-2}$  a forma é dada por:

$$\varepsilon(u) = \sum_{i=1}^{i=4} (c_i + \bar{T} d_i) y^i \quad (\text{E.245})$$

onde  $y = u^{\frac{1}{2}}$ ;  $a_i$ ,  $b_i$ ,  $c_i$  e  $d_i$  são constantes. Nos trópicos, a absorção *tipo-e* é uma componente adicional importante do espectro de absorção de onda longa e é incluído por meio de um polinômio de quarta ordem em  $\ln(u.e)$  em E.244 (Stephens and Webster (1979)), onde  $e$  é a pressão espacial devido ao vapor de água. Dadas as funções emissividade ( $\varepsilon_u$ ,  $\varepsilon_d$ , respectivamente para fluxo para cima e para baixo), os fluxos para cima e para baixo, em qualquer nível do modelo são dados por:

$$\bar{F}_u = \int_0^1 B(T) d\varepsilon_u \quad (\text{E.246})$$

$$F_d = \int_0^1 B(T) d\varepsilon_d \quad (\text{E.247})$$

Na equação E.246 a integração é feita de cima para baixo por todas as camadas do modelo. A quantidade  $d\varepsilon$  é calculada para cada camada usando a temperatura (T) da camada e a função de Planck integrada em frequência,  $B = \sigma_{SB} T^4$ , multiplicado por  $(1 - \varepsilon)$  e adicionado à integral. Na equação E.247 a integração é feita de baixo para cima.

O fluxo de radiação de onda longa para baixo, no topo do modelo,  $F_{top}$ , é suposto resultar apenas da emissão de  $CO_2$  da estratosfera. Por conseguinte, as duas últimas equações integrais podem ser expressas por:

$$F_u(z) = \int_{z'=z}^{z'=z_{sfc}} B(T) \frac{d\varepsilon_u}{dz'} dz' + F_{bot} [1 - \varepsilon_u(z, z_{sfc})] \quad (\text{E.248})$$

$$F_d(z) = \int_{z'=z}^{z'=z_{top}} B(T) \frac{d\varepsilon_d}{dz'} dz' + F_{top} [1 - \varepsilon_d(z, z_{top})] \quad (\text{E.249})$$

onde

$$\varepsilon(z, z_1) = \int_z^{z_1} \frac{d\varepsilon}{dz'} dz' \quad (\text{E.250})$$

Ressalta se, pelas fórmulas, que se a emissividade atinge o valor unitário (1) durante a integração, o resto da atmosfera não contribui no fluxo. Esse fato é consistente com a idéia de que a emissividade com valor unitário (1) corresponde a uma camada negra com respeito a radiação de onda longa.

Segundo Stephens (1978), supõe-se que a água da nuvem apresenta um coeficiente de absorção constante, com uma diferença muito pequena para radiação para cima, comparada com as para baixo. Os coeficientes de absorção são dados por:  $\alpha_{cu} = 0,130 \text{ m}^2 g^{-1}$   $\alpha_{cd} = 0,158 \text{ m}^2 g^{-1}$ . Para combiná-los com a absorção do vapor de água, as transmissividades são multiplicadas, pois as nuvens são supostas cinzas sob o ponto de vista radiativo. A emissividade líquida é então dada por:

$$\varepsilon_{tot} = 1 - T_v T_c \quad (\text{E.251})$$

onde:

$$T_v = 1 - \varepsilon_{vapor} \quad (\text{E.252})$$

e

$$T_c = \exp(-\alpha_c u_c) \quad (\text{E.253})$$

com  $u_c$  representando o caminho da água da nuvem, ou seja, dada pela massa líquida por unidade de área.

O gelo da nuvem é, por suposição, composto de cristais hexagonais, como pratos, com respeito ao diâmetro-massa apresentado no tratamento explícito do gelo na nuvem (secção E.09). Se for feita a suposição de que os cristais não refletem radiação de onda longa e que são suficientemente espessos para ser considerados como corpo negro, é então possível estimar um coeficiente de absorção. Permitindo uma orientação randômica dos cristais e um fator de integração hemisférica de 1,66, o coeficiente de absorção tem um valor, que concorda com as observações, dado por:  $\alpha_i = 0,0735 \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$ ; ou seja, cerca da metade daquela da nuvem com água.

Para a chuva e neve, é necessário dispor da distribuição do tamanho, pois a secção transversal não é proporcional à massa da partícula. O espectro da mudança do tamanho, com a intensidade da precipitação, bem como os coeficientes de absorção, variam com a quantidade de precipitação. O coeficiente efetivo da absorção é definido por:

$$\alpha_p = \frac{1,66}{2000} \left( \frac{\pi N_0}{\rho_r^3} \right)^{\frac{1}{4}} \text{ m}^2 \text{ g}^{-1} \quad (\text{E.254})$$

onde  $\rho_r$  é a densidade da partícula. Para as constantes usadas no esquema explícito de umidade descrita anteriormente, os coeficientes de absorção devem ser tomados com valores de  $2,34 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$  para a neve, e de  $0,330 \cdot 10^{-3} \text{ m}^2 \text{ g}^{-1}$  para a chuva.

O caminho efetivo da água, para uma camada de  $\Delta z$  metros de espessura, é dado por:

$$u_p = (\rho q_r)^{\frac{3}{4}} \Delta z \cdot 10000 \text{ gm}^{-2} \quad (\text{E.255})$$

portanto a transmissividade é dada por:

$$T_p = \exp(-\alpha_p u_p) \quad (\text{E.256})$$

A transmissividade é multiplicada com as outras transmissividades em E.251 para obter  $\varepsilon_{tot}$ , ou seja,  $\varepsilon_{tot} = 1 - T_v T_c T_p$ . Isso é conhecido como uma aproximação de superposição.

A chuva e a neve têm menos efeito nos fluxos de radiação das ondas longas; aproximadamente de 2 ou 3 ordens de magnitude. Mesmo assim, não são insignificantes.

O dióxido de carbono requer um tratamento mais complexo, visto que não se pode supô-lo como corpo cinza. Isso porque apresenta uma absorção concentrada em bandas de comprimentos de onda do infravermelho. Para incluir os seus efeitos, emprega-se o método de superposição (Stephens, 1984); dividindo o espectro em bandas do dióxido de carbono e regiões de não-dióxido de carbono. Note que apenas a primeira requer a sobreposição da função transmissividade do dióxido de carbono. Os pesos relativos dessas duas regiões são levemente dependentes da temperatura, mas eles se adicionam para ter a absorção total. Além disso, um fator de correção da pressão proporcional a  $p^{1,75}$  é aplicado para o cálculo do caminho do dióxido de carbono.

Com o perfil dos fluxos  $F_u(z)$ ,  $F_d(z)$ , a taxa de aquecimento radiativo é calculada com:

$$Q_R = c_p \frac{\partial T}{\partial t} = \frac{1}{\rho} \frac{\partial (F_d - F_u)}{\partial z} = -g \frac{\partial (F_d - F)}{\partial p} \quad (\text{E.257})$$

No modelo MM5 os valores de  $F$  são definidos nos níveis sigma, que torna mais fácil representar numericamente as várias integrais e derivadas.

### Esquema radiativo de ondas curtas

O fluxo descendente da componente das ondas curtas é calculado levando em consideração:

- efeito do ângulo zenital solar, que influi na componente descendente e do comprimento do caminho ótico;
- as nuvens, que tem um albedo e uma absorção;
- condição de céu claro, ou seja, sem nuvens, com ocorrência de espalhamentos e da absorção pelo vapor de água.

Com essas considerações o fluxo radiativo é dada por:

$$S_d = \mu S_0 - \int_z^{top} (dS_{cs} + dS_{ca} + dS_s + dS_a) \quad (\text{E.258})$$

onde  $\mu = \cos \xi_{zenit}$  representa o co-seno do ângulo zenital e  $S_0$  a constante solar.

Assim como no esquema de radiação de onda longa, a fração de cobertura de nuvens em uma grade ou é 0 ou 1, por causa da suposta natureza estratiforme das nuvens. O retro-espalhamento pelas nuvens (ou o albedo); e a absorção são bilinearmente interpolados, utilizando as funções tabuladas e  $\mu$  e de  $\ln \frac{w}{\mu}$  (onde  $w$  é o caminho ótico da nuvem com água integrada verticalmente). Os valores tabulados foram extraídos dos resultados teóricos de Stephen (1978). O efeito total da nuvem ou das múltiplas camadas de nuvens acima e abaixo de uma altura,  $z$ , é obtido com a função acima apresentada; porém com uma percentagem do fluxo solar descendente absorvido ou refletido. Então, na altura  $z - \Delta z$ , um novo percentual total é calculado utilizando a tabela, permitindo, portanto, que se considere e estime o efeito da camada  $\Delta z$ . Mas esse percentual é apenas aplicado para  $\mu S_0 - \Delta S$ , na condição de céu claro.

A absorção pelo vapor de água, na condição de céu claro, é calculada em função do caminho ótico do vapor de água para diferentes ângulos zenital solar. A função absorção que se emprega é dada por Lacis and Hansen (1974); e o método que se utiliza é similar ao esquema de integração diferencial já descrito.

O espalhamento, para o caso de céu claro, é considerado uniforme e proporcional ao comprimento do caminho ótico da massa da atmosfera para os diversos ângulos zenital solar, com uma constante que produz 20% dos espalhamentos em uma atmosfera. A taxa de aquecimento é então dada por:

$$R_T = R_T(\text{onda longa}) + \frac{1}{\rho c_p} S_{abs} \quad (\text{E.259})$$

onde  $S_{abs}$  é definido da parte da absorção da integral de  $S_d$  dado em E.258; pois apenas as nuvens e a absorção pelo ar desprovido de nuvens contribuem para o aquecimento que se deve

ao Sol.

Os fluxos da radiação solar e infravermelho na superfície, calculados com os esquemas radiativos, são usados no cálculo da energia líquida (balanço de energia) da superfície terrestre.



## Apêndice F

# INTERPOLAÇÃO HORIZONTAL

O método da interpolação horizontal é feito com 16 pontos de grade, empregando o método de ajuste parabólico de superposição bidimensionais, conforme ilustrado nas Figuras F.1 e F.2

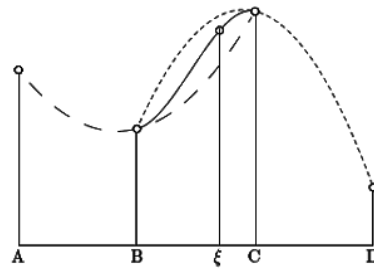


Figura F.1: Interpolação horizontal em uma dimensão, no ponto  $\xi$  com ajuste biparábólico com 4 pontos (A, B, C e D).

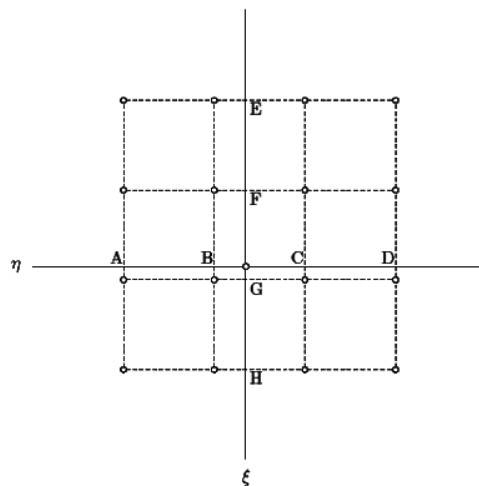


Figura F.2: Interpolação horizontal em duas dimensões, no ponto  $(\xi, \eta)$  utilizando 16 pontos de grade.

O procedimento consiste em uma série de interpolações a uma dimensão, utilizando dados de quatro pontos de grade consecutivos (A, B, C e D na Figura F.2, com duas delas em cada

lado do ponto  $\xi$  em consideração. Para as interpolações em uma dimensão são ajustadas duas parábolas, uma para o conjunto de três pontos A, B, C (tracejados longos) e a outra com B, C, D (tracejados curtos). Os valores no ponto  $\xi$ , obtidos para cada parábola, são determinados e a média ponderada é calculada para constituir o valor interpolado em  $\xi$ .

O procedimento da interpolação em três dimensões é ilustrado na Figura F.2. O ponto  $(\xi, \eta)$ , para o qual se deseja interpolar, deve estar envolvido por 16 pontos de grades com dados. O procedimento descrito, para a interpolação em uma dimensão, é inicialmente aplicado para computar os valores interpolados ao longo da reta  $y = \eta$ , com os dados dos pontos A, B, C, e D. Em seguida obtém-se o valor no ponto  $(\xi, \eta)$  interpolando ao longo da linha  $x = \xi$  com os valores de E, F, G, e H. O resultado não é alterado se a ordem do procedimento for trocado; e posteriormente, a partir dos valores obtidos determinam o valor no ponto  $(\xi, \eta)$ . Próximos dos contornos do domínio das grades das análises de dados de entrada, onde há menos de 16 pontos vizinhos, emprega-se um procedimento com algumas modificações.

### F.0.17 Análise objetiva tipo Cressman

O propósito da análise objetiva é extrair dados significativos, em pontos de grade regularmente espaçados, a partir de dados de observações irregularmente espaçados. No esquema do tipo Cressman, empregado no sistema MM5 (Benjamin and Seaman (1985), diversas varreduras sucessivas relaxam (*nudge*) o campo inicial (*first-guess*), definido nos pontos de grade de mesoescala aos dados das observações. Cada varredura compara primeiramente o campo inicial corrente com o das observações mediante o cálculo da diferença entre o campo inicial e o da observação em cada ponto de grade. Em seguida os valores dos pontos de grade são ajustados, de acordo com a média dos diferentes valores dos pontos de observação que estão próximos e ponderados pela distância entre o ponto de grade e o das observações.

O esquema padrão de Cressman (Cressman (1959) atribui para cada ponto uma região de influência. Assim, cada ponto de grade que está compreendido em uma dada distância  $R$  de um ponto de observação é influenciado por ele. Qualquer ponto de grade pode estar dentro de uma região de influência de diversos pontos de observações. Para cada ponto de grade de mesoescala  $(i, j)$ , o valor do campo inicial  $G_1$  é interpolado com valores dos  $n$  pontos de observações, que inclui o ponto  $(i, j)$ , em sua região de influência. A diferença  $D_k$  entre a  $k$ -ésima observação  $O_k$  e o que constitui o campo corrente  $G_{l_k}$ , no ponto de observação, é definido por:

$$D_k = O_k - G_{l_k} \quad (\text{F.1})$$

Um peso (coeficiente ponderador)  $W$  é estabelecido para cada ponto de observação, baseado na distância  $d_{ijk}$  da  $k$ -ésima observação ao ponto de grade  $(i, j)$ :

$$W_{ijk} = \frac{R^2 - d_{ijk}^2}{R^2 + d_{ijk}^2} \quad (\text{F.2})$$

Note-se que, segundo a equação F.2, o peso diminui com o aumento da distância e, portanto, quanto mais próximo estiver o ponto de observação maior será o peso. A média ponderada  $\alpha$ , dos valores da diferença compreendida dentro da distância  $R$  ao ponto de grade  $(i, j)$ , é ajustada para o campo corrente pela expressão:

$$\alpha_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^n W_{ijk}^2 D_k}{\sum_{k=1}^n W_{ijk}} \quad (\text{F.3})$$

e para a criação de uma nova análise com as observações por:

$$\alpha_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^n W_{ijk}^2 D_k}{\sum_{k=1}^n W_{ijk}^2} \quad (\text{F.4})$$

Algumas aplicações empregam, também, a seguinte equação:

$$\alpha_{ij} = \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n W_{ijk} D_k \quad (\text{F.5})$$

e para o ajuste do campo inicial corrente

$$\alpha_{ij} = \frac{\sum_{k=1}^n W_{ijk} D_k}{\sum_{k=1}^n W_{ijk}} \quad (\text{F.6})$$

para a criação de uma nova análise com as observações.

O valor da análise ajustado  $G_2$  ao ponto de grade  $(i, j)$  é dado por:

$$G_{2ij} = G_{1ij} + \alpha_{ij} \quad (\text{F.7})$$

O procedimento é repetido várias vezes usando agora a análise melhorada  $G_2$ , em vez do campo anterior  $G_1$  como campo inicial corrente. Cada varredura sucessiva é feita diminuindo o raio de influência  $R$  para analisar as características sobre as menores escalas.

O esquema padrão de Cressman, com a sua região de influência circular em torno de cada ponto de observação funciona bem para campos de observações que não são significativamente alterados pelo campo de vento. Entretanto, segundo Benjamin and Seaman (1985) e outros, as variáveis meteorológicas exibem freqüentemente configurações alongadas no sentido do escoamento. Por exemplo, a umidade dos baixos níveis da atmosfera apresenta configurações alongadas e o vento máximo nas correntes de jato tende a exibir um padrão igualmente alongado. Nos casos de comportamentos com alongamentos, os procedimentos das análises nas regiões de influência circular não reproduzirão, de forma efetiva, as características alongadas. Quando os campos das variáveis são deformados pelo escoamento as regiões de influência elípticas (orientado com o eixo maior paralelo às linhas de corrente), produzem melhor análises; e quando os campos são deformados por escoamentos curvos, as regiões de influência elípticas curvadas (em forma de banana), curvadas ao longo das linhas de corrente, produzem melhores resultados.

O MM5 apresenta a possibilidade de utilizar o esquema padrão de Cressman, uma forma elíptica (Benjamin and Seaman (1985)) ou uma forma elíptica curva (esquema banana, também de Benjamin e Seaman). No esquema elíptico a região de influência circular é usada para o campo da temperatura, pois ela em geral não apresenta a forma alongada pelo escoamento

e pontos de observações com a velocidade do vento menor que um valor crítico,  $v_c$ ; pois nesse caso o alongamento elíptico seria menor. A velocidade do vento crítico  $v_c$  depende do nível de pressão da observação e é definido por:

$$v_c(p) = \begin{cases} 25,0 - 0,02p & \text{para } p \geq 500 \text{ hPa} \\ 15,0 & \text{para } p < 500 \text{ hPa} \end{cases} \quad (\text{F.8})$$

A função peso elíptico tem a forma similar à função peso circular e é dada por:

$$W_{ijk} = \frac{R^2 - d_m^2}{R^2 + d_m^2} \quad (\text{F.9})$$

onde  $d_m$  é definido por:

$$d_m = \left( \frac{x'^2}{1 + \beta |\vec{V}_k|} + y'^2 \right)^{1/2} \quad (\text{F.10})$$

onde  $\beta$  representa a elongação da elipse definida por:

$$\beta = \frac{0,7778}{v_c} \quad (\text{F.11})$$

$x'$  ,  $y'$  definidos por:

$$x' = \frac{u_k (x_{ij} - x_k) + v_k (y_{ij} - y_k)}{|\mathbf{V}_k|} \quad (\text{F.12})$$

$$y' = \frac{v_k (x_{ij} - x_k) + u_k (y_{ij} - y_k)}{|\mathbf{V}_k|} \quad (\text{F.13})$$

A equação F.9 define uma região de influência na forma da elipse alongada no sentido do vento no ponto de observação  $O_k$  por um fator  $(1 - \beta |\mathbf{V}_k|)^{1/2}$ .

Se for selecionado o esquema banana, utiliza-se também a função circular apenas para a temperatura e os pontos de observação em que a velocidade do vento não exceda o valor crítico,  $v_c$ . A região elíptica de influência é usada se o raio de influência das linhas de corrente exceder três vezes o raio inicial de influência, porque nesse caso a curvatura seria pequena. Se a velocidade do vento e a curvatura forem grandes suficientemente, é utilizada a região de influência em forma de banana. Portanto, usam-se funções mais complexas apenas nos pontos de observações em que o escoamento justificar o dispêndio da computação adicional.

As funções peso para o esquema banana têm a mesma forma daquela do esquema circular e elíptica:

$$W_{ijk} = \frac{R^2 - d_m^2}{R^2 + d_m^2} \quad (\text{F.14})$$

No esquema banana,  $d_m$  é definido por:

$$d_m = \left( \frac{x_b'^2}{1 + \beta |\vec{V}_k|} + y_b'^2 \right)^{1/2} \quad (\text{F.15})$$

onde  $x'$  e  $y'$  são definidos por:

$$x'_b = |\mathbf{r}_k| (\theta_k - \theta_{ij}) \quad (\text{F.16a})$$

$$y'_b = (|\mathbf{r}_k| - r_{ij}) \quad (\text{F.16b})$$

onde se definem:

$\theta_k$  – ângulo compreendido entre o eixo positivo de  $x$  e a linha traçada do centro de curvatura e o  $k$ -ésimo ponto de observação;

$\theta_{ij}$  – ângulo compreendido entre o eixo positivo de  $x$  e a linha traçada entre o centro de curvatura e o ponto de grade  $(i, j)$ ;

$r_k$  – raio de curvatura da linha de corrente no  $k$ -ésimo ponto de observação;

$r_{ij}$  – distância entre o centro de curvatura e o ponto de grade  $(i, j)$ .

O raio de curvatura é definido de acordo com a vorticidade relativa  $\zeta_r$  do campo inicial no ponto de grade  $(i_0, j_0)$  mais próximo do  $k$ -ésimo ponto de observação  $(i, j)$ . Em coordenadas naturais,

$$r_k = \frac{V_{i_0 j_0}}{\zeta_{r_{i_0 j_0}} + \frac{\partial |\mathbf{V}_{i_0 j_0}|}{\partial n}} \quad (\text{F.17})$$

onde

$$\zeta_{r_{i_0 j_0}} = \frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \quad (\text{F.18})$$

e  $n$  é a distância ao longo da perpendicular e do lado direito do escoamento.

No esquema utilizado nos módulos do MM5, as derivadas indicadas em F.17 e F.18 são obtidas por diferenças finitas sobre distâncias de três pontos de grade, ou seja:

$$\zeta_{r_{i_0 j_0}} = \frac{v(i_0, j_{0+3}) - v(i_0, j_{0-3})}{6\Delta x} - \frac{u(i_{0+3}, j_0) - u(i_{0-3}, j_0)}{6\Delta y} \quad (\text{F.19})$$

$$\frac{\partial |\mathbf{V}_{i_0 j_0}|}{\partial n} = \frac{(u_1^2 + v_1^2)^{1/2} - (u_2^2 + v_2^2)^{1/2}}{6\Delta s} \quad (\text{F.20})$$

onde  $\Delta s = \Delta x = \Delta y$  e  $u$  e  $v$  nos pontos 1 e 2 são as componentes do vento do campo inicial nas distâncias de  $\pm 3\Delta s$  ao longo da direção normal do vento na vizinhança do ponto de observação. Os cálculos das equações F.19 e F.20 são feitos usando o campo inicial e não do campo corrente.

As coordenadas,  $i$  e  $j$  das linhas de corrente e do centro de curvatura  $i_c$  e  $j_c$  são calculadas de acordo com:

$$i_c = i_0 + r_k \frac{u_{i_0 j_0}}{|\mathbf{V}_{i_0 j_0}|} \quad (\text{F.21a})$$

$$j_c = j_0 - r_k \frac{u_{i_0 j_0}}{|\mathbf{V}_{i_0 j_0}|} \quad (\text{F.21b})$$

Tendo em vista que o centro de curvatura está localizado ao longo da linha perpendicular ao vento no ponto  $(i_0, j_0)$ , o ângulo  $\theta_k$  pode ser calculado por:

$$\theta_k = \arctan\left(-\frac{u_{i_0 j_0}}{v_{i_0 j_0}}\right) + \pi \quad (\text{F.22})$$

e o ângulo  $\theta_{ij}$  por

$$\theta_{ij} = \arctan\left(-\frac{i - i_c}{j - j_c}\right) \quad (\text{F.23})$$

A região de influência definido por F.11 é uma elipse curva ao longo das linhas de corrente.

### F.0.18 Controle de qualidade

Para o controle de qualidade dos dados das observações se removem aqueles que são suspeitos de erros, mediante três verificações objetivas e um mecanismo para o usuário avaliar subjetivamente e remover dados suspeitos.

#### Verificações Objetivas

O procedimento consiste na verificação da qualidade das observações de temperatura, vento e pressão da superfície. Nenhuma avaliação qualitativa é feita nas observações de umidade.

##### a. Verificação dos dados das sondagens verticais

Cada sondagem é lida e os valores de picos não realísticos dos perfis de temperatura e vento avaliados. Os valores de picos nos perfis do vento são avaliados e é feita uma tentativa de corrigi-los alterando o dígito mais significativo ou na velocidade do vento ou na direção do vento. Se nenhuma correção puder ser feita, o dado suspeito é removido. Os picos de temperatura são removidos do perfil eliminando dados dos pontos suspeitos. Adicionalmente, as taxas de variação vertical super adiabática no perfil são igualmente removidas. Uma vez corrigido o perfil de temperatura, as alturas geopotenciais são recalculadas de acordo com o perfil corrigido da temperatura.

##### b. Verificação das observações com o campo inicial

Os valores das observações da temperatura, vento e pressão da superfície são comparados com o campo inicial. O campo inicial é interpolado para cada ponto de observação para determinar o valor do campo inicial no ponto de observação. A diferença entre a observação e o campo inicial é calculada, e se a diferença exceder certo valor máximo permitido (baseado no tipo de variável, nível de pressão e especificação do usuário), a observação é rotulada como dado ruim e removido das considerações.

##### c. Verificação dos valores da diferença com as sondagens das estações

A diferença entre as observações e o campo inicial é calculada para cada ponto de observação. O valor da diferença em cada ponto de observação é então comparado com valores médios da diferença nos pontos de observação próximos. Se o valor da diferença da observação for diferente de um valor médio, mais que um valor máximo permitido (dependendo do nível de pressão, tipo de variável e especificação do usuário), então a observação é rotulada como

suspeita e removida das considerações.

## **Verificações subjetivas**

### **a. Autobogus**

A verificação subjetiva das observações é feita pelo usuário em duas etapas de processamento. No primeiro, cada observação é comparada com o campo inicial, conforme já descrito, e os dados suspeitos rotulados. O processo continua com a análise objetiva, ignorando todas as observações rotuladas. Os campos analisados são então plotados com as observações suspeitas sobrepostas, permitindo que o usuário examine as observações em que o processamento rotulou como potencialmente ruim. Quaisquer desses dados suspeitos — que não for, ao usuário, interpretado como errôneo — são assim anotados no arquivo de entrada, listando todos os dados rotulados para um segundo processamento. No segundo reproprocessamento todos os campos são reanalisados, ignorando os valores rotulados que o usuário confirmou como errôneo. Esse processo é referido como *autobogusing*.

---

## Apêndice G

# SIMULAÇÕES ESPECÍFICAS

São apresentadas as precipitações registradas pelas EMAs, juntamente com àquela que registrou o valor máximo acumulado, em intervalos de tempo de 30, 60, 120 e 720 minutos, durante os anos de 2000 a 2005. As precipitações ocorridas nas datas indicadas foram focos das simulações realizadas com o sistema MM5. Além disso, é também apresentado o campo do geopotencial em 500 hPa que delinea a situação meteorológica no dia da ocorrência da máxima precipitação. Toda sequência das figuras (a-e) apresentam, respectivamente, (a) precipitação máxima acumulada em 30 minutos; (b) precipitação máxima acumulada em 60 minutos; (c) precipitação máxima acumulada em 120 minutos; (d) precipitação máxima acumulada em 720 minutos; (e) geopotencial a 500 hPa.



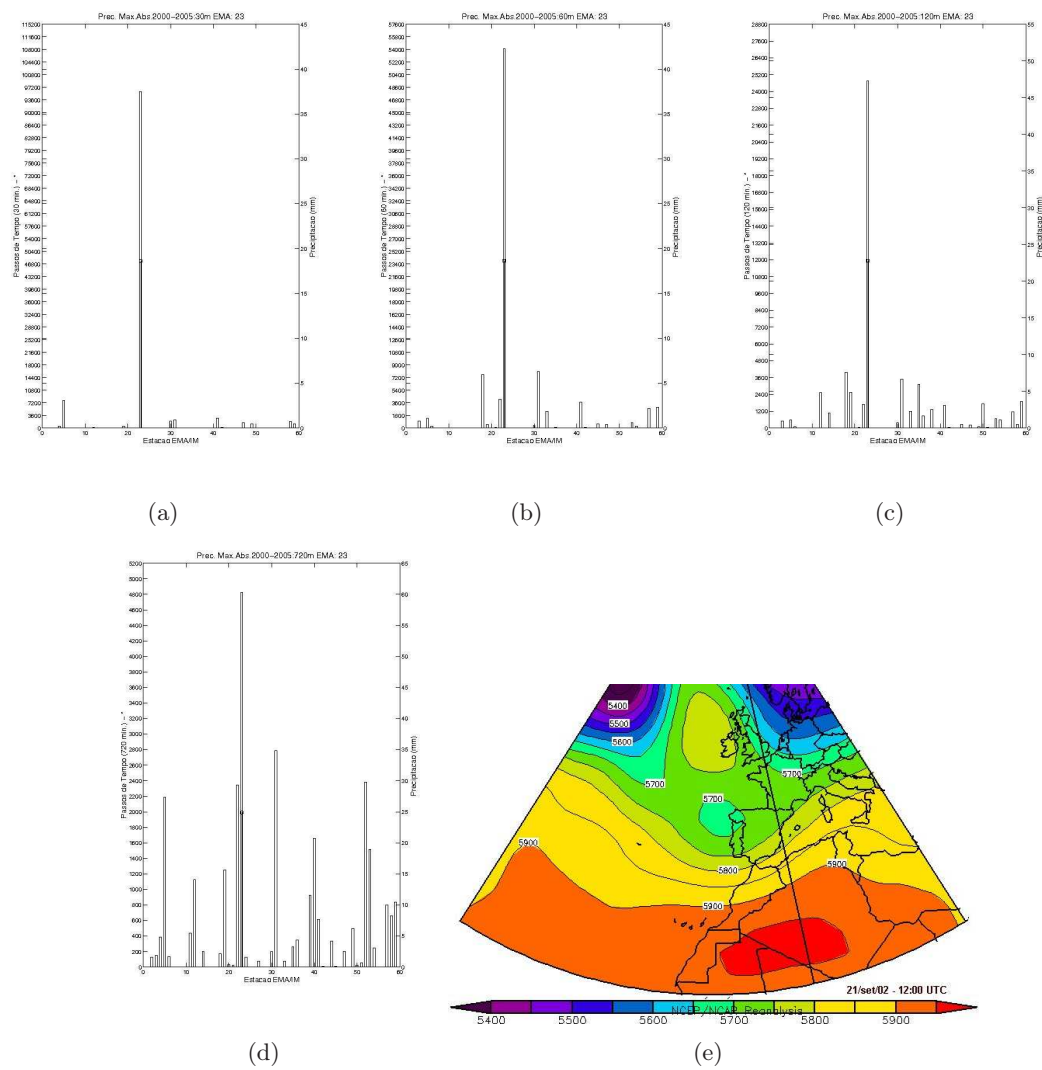


Figura G.1: Ocorrência: 21 de setembro de 2002 – EMA: 23

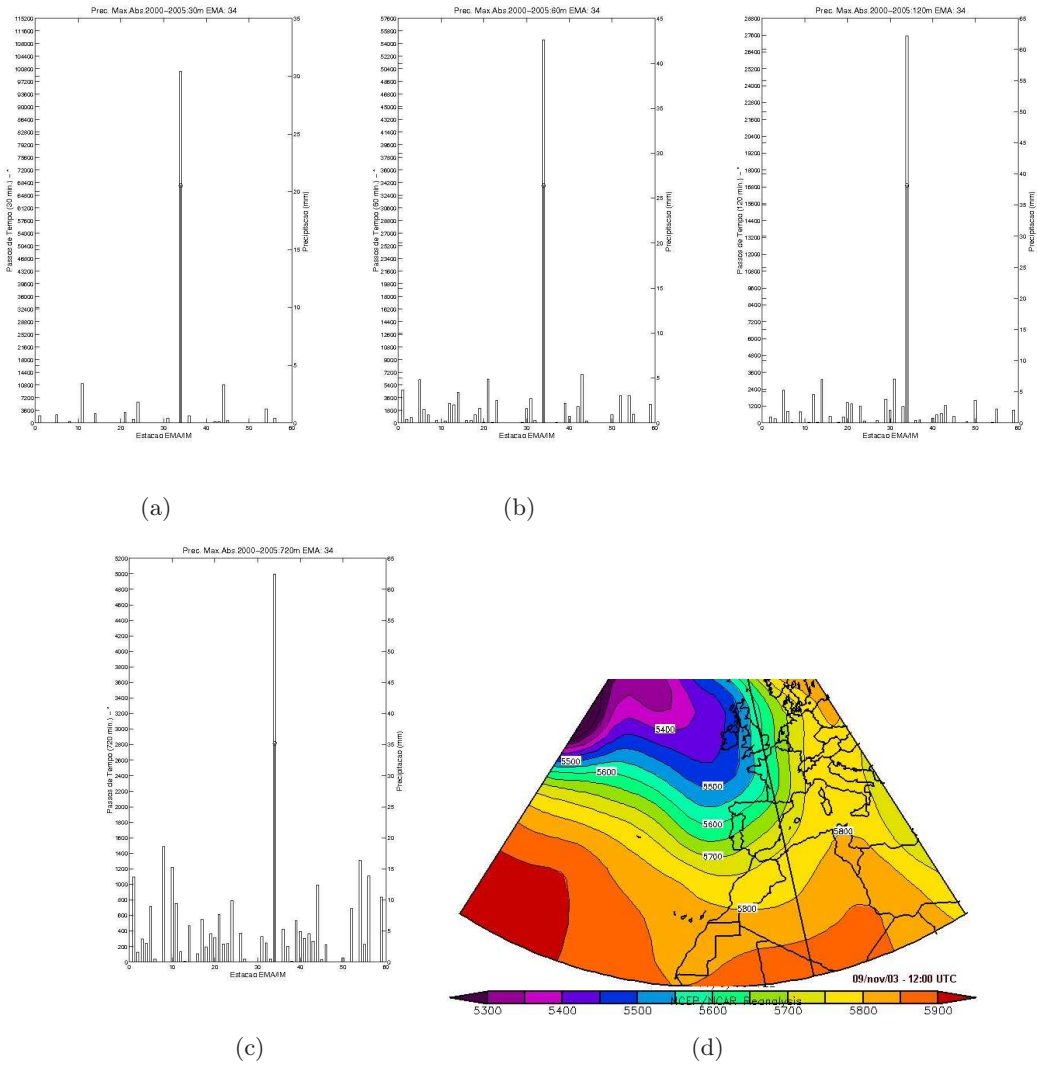


Figura G.2: Ocorrência: 9 de novembro de 2003 – EMA: 34

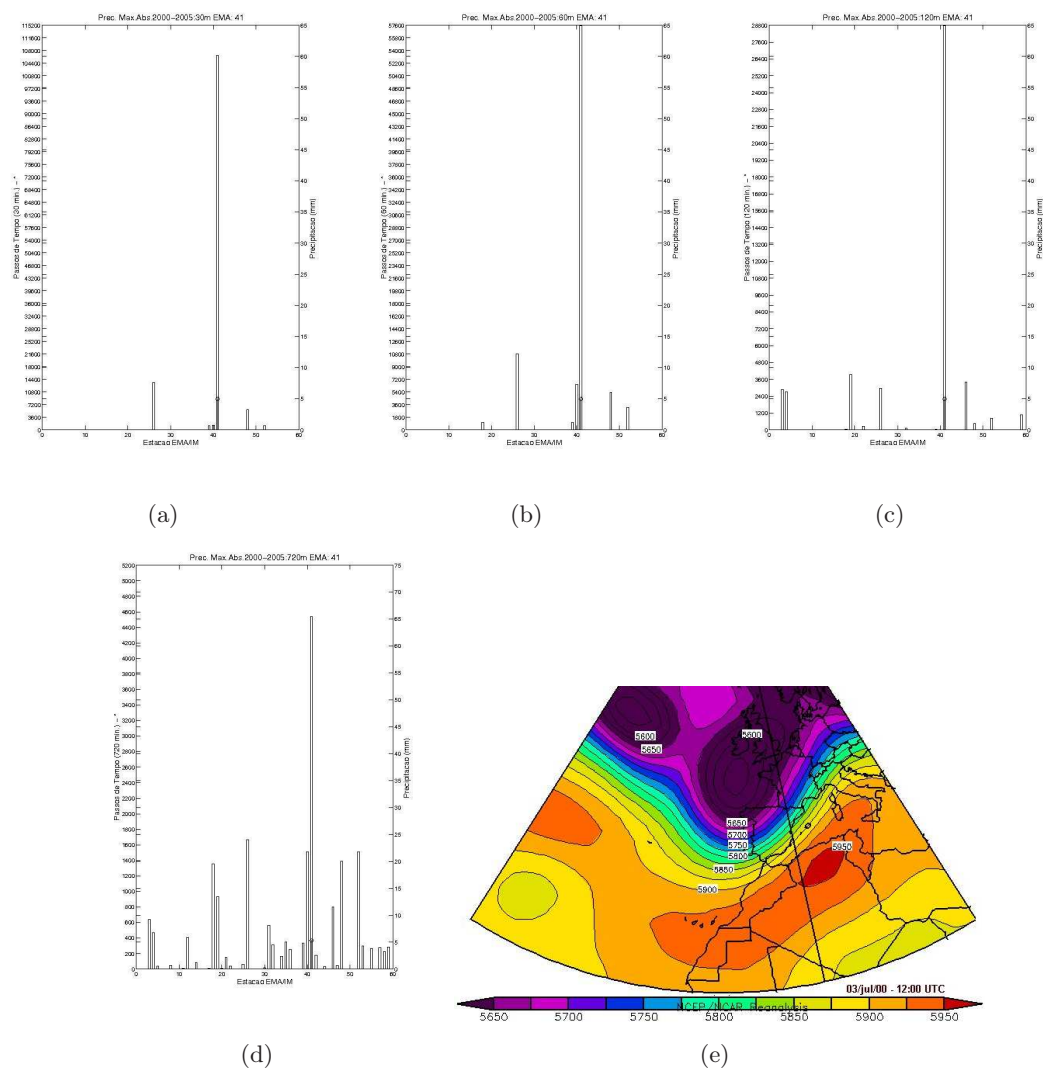


Figura G.3: Ocorrência: 3 de julho de 2000 – EMA: 41

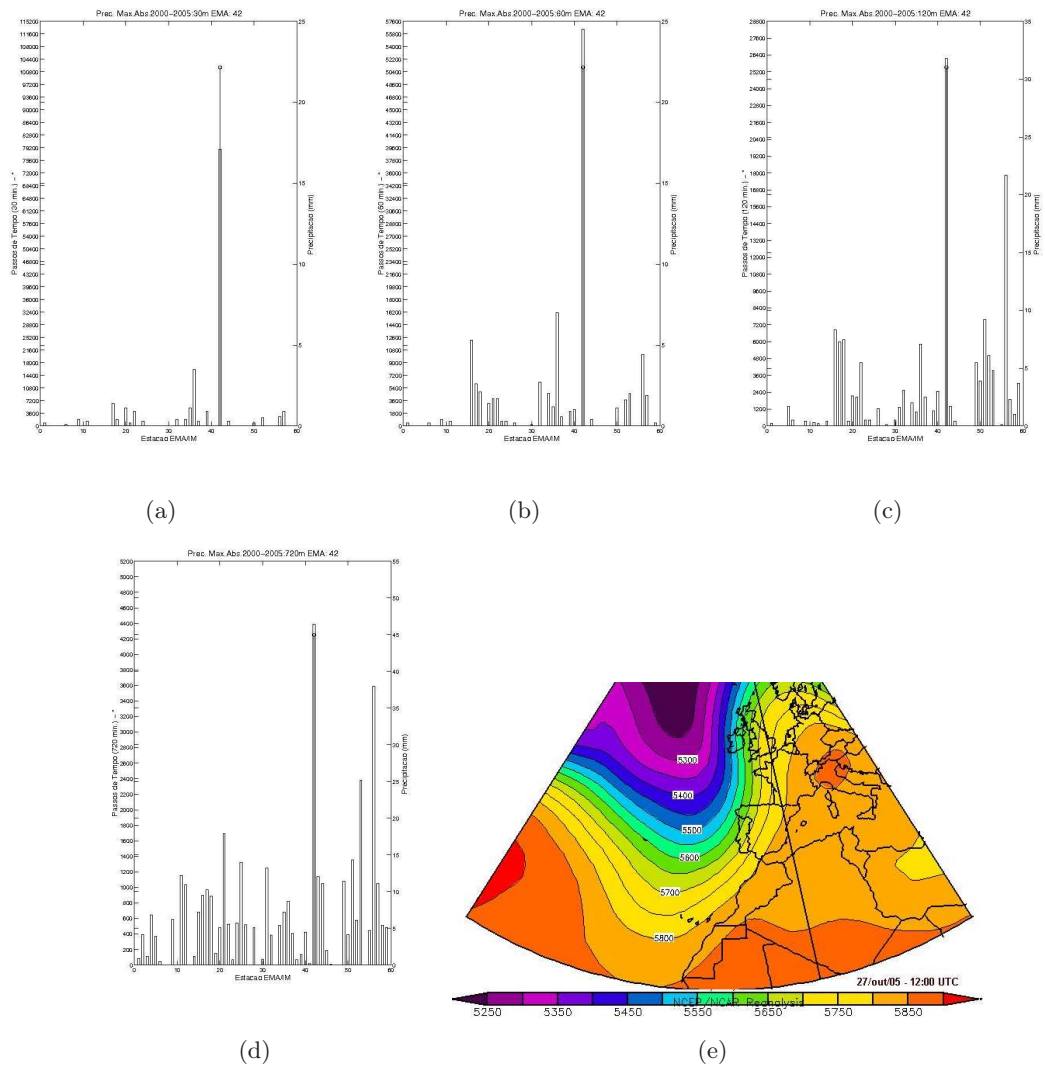


Figura G.4: Ocorrência: 27 de outubro de 2005 – EMA: 42

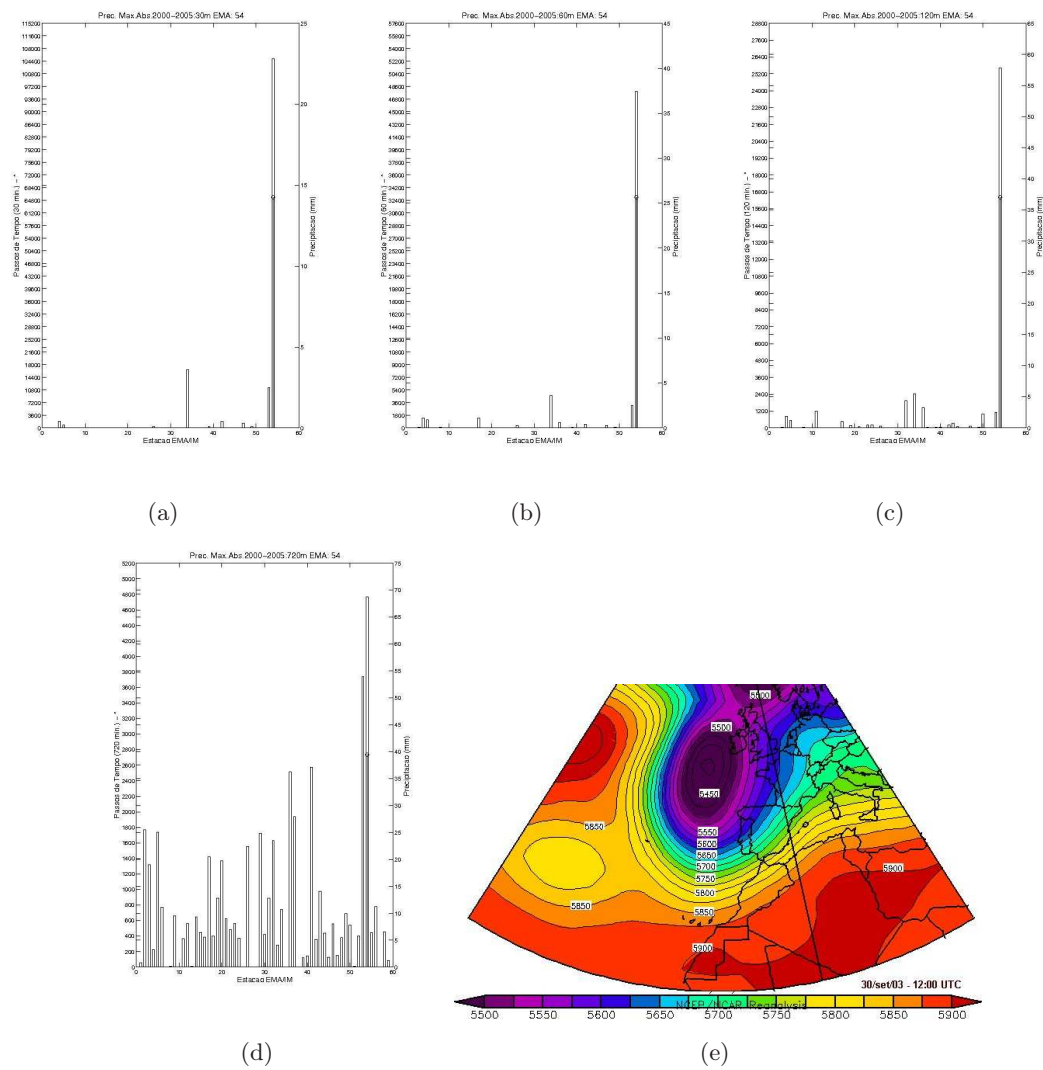


Figura G.5: Ocorrência: 30 de setembro de 2003 – EMA: 54

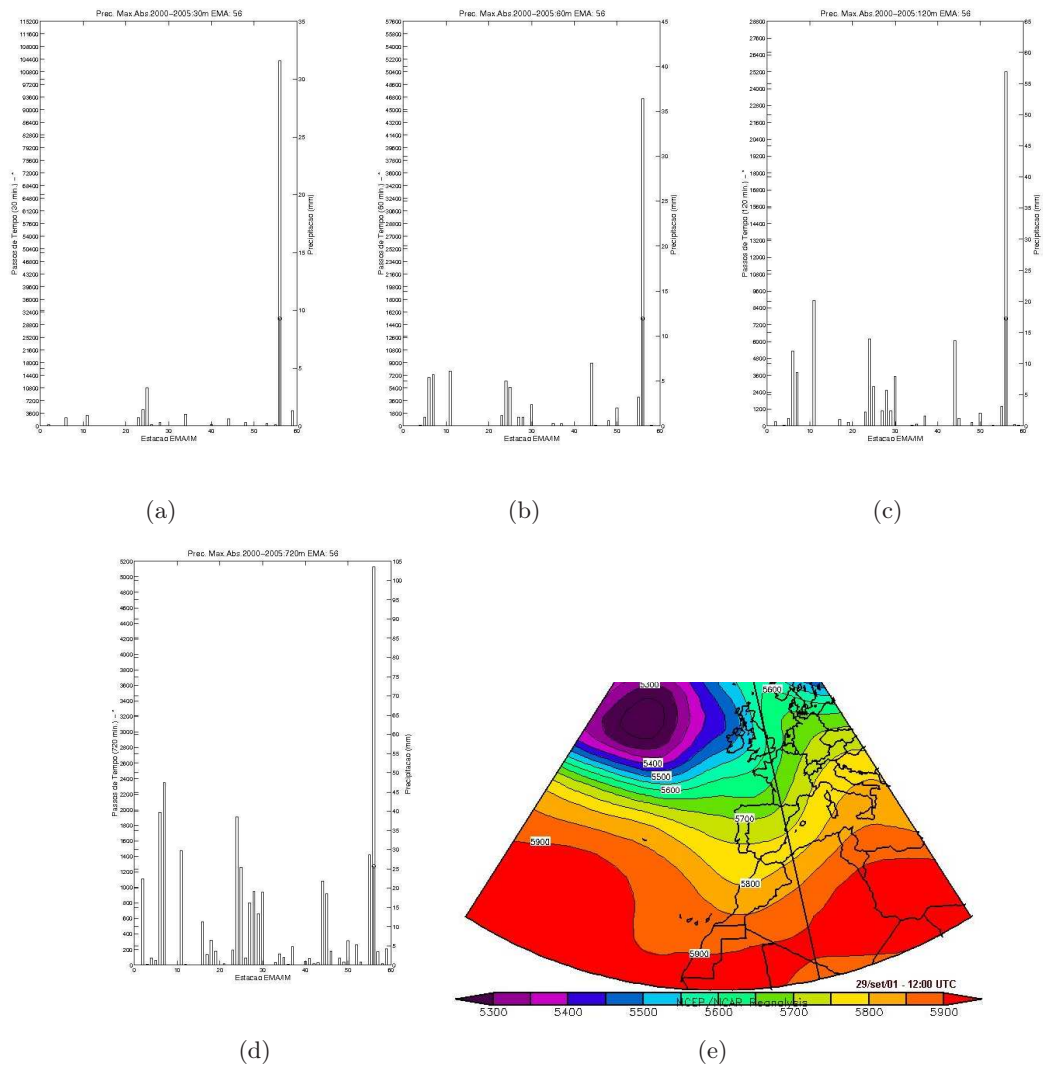


Figura G.6: Ocorrência: 29 de setembro de 2001 – EMA: 56

# Bibliografia

- Adiku, S., Dayananda, P., Rose, C., and Dowuona, G. (1997). An analysis of the within season rainfall characteristics and simulation of the daily rainfall in two savanna zones in ghana. *Agricult. and Forest Met.*, (86):51–62.
- Adler, R., Kidd, C., Petty, G., Morrissey, M., and Goodman, H. (2001). Intercomparison of global precipitation products: The third precipitation intercomparison products: The third precipitation intercomparison project (pip-3). *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, (82):1377–1396.
- Aires, F., Prigent, C., Rossow, W., and Rothstein, M. (2001). A new neural network approach including first-guess for retrieval of atmospheric water vapor, cloud liquid water path, surface temperature and emissivities over land from satellite microwave observations. *J. Geophys. Res.*, (106):14887–14907.
- Albert, P., Bennartz, R., and Fischer, J. (2001). Remote sensing of atmospheric water vapor from backscattered sunlight in cloudy atmospheres. *J. of Atmos. Oceanic Tech.*, (18):865–874.
- Alishouse, J. C., Snyder, S., Vongasthorn, J., and Ferraro, R. (1990). Determination of oceanic precipitable water from the ssm/i. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sens.*, (28):811–816.
- Anthes, R., Hsie, E.-Y., and Kuo, Y.-H. (1987). Description of the penn state/ncar mesoscale model version 4 (mm4). *NCAR/TN-282+STR*, NCAR.
- Anthes, R. A. (1974). Data assimilation and initialization of hurricane prediction models. *J. Atmos. Sci.*, (31):702–719.
- Anthes, R. A. (1977). A cumulus parameterization scheme utilizing a one-dimensional cloud model. *Mon. Wea. Rev.*, (105):270–286.
- Anthes, R. A. and Warner, T. (1978). Development of hydrostatic models suitable for air pollution and other mesometeorological studies. *Mon. Wea. Rev.*, (106):1045–1078.
- Arakawa, A. and Lamb, V. (1977). Cpmputational design of the basic dynamical process of the ucla general circulation model. *Methods in Computational Physics*, (17):173–265.
- Arakawa, A. and Schubert, W. (1974). Interaction of a cumulus cloud ensemble with the large-scale environment. part i. *J. Atmos. Sci.*, (31):674–701.
- Askne, J. and Nordius, H. (1987). Estimation of tropospheric delay for microwaves from surface weather data. *Radio Sci.*, (22):379–386.
- Asselin, R. (1972). Frequency filter for time integrations. *Mon. Wea. Rev.*, (100):487–490.
-

- Atlas, R. and Bloom, S., editors (1989). *Global surface wind vectors resulting from the assimilation of satellite wind speed data in atmospheric general circulation models*, volume CH2780-5 260-265 of *IEEE Public. Oceans 89 Proceedings*, Sept. 18-21, 1989, Seattle WA.
- Atlas, R., Busalacchi, A., Ghil, M., Bloom, S., and Kalnay, E. (1987). Global surface wind and flux fields from model assimilation of seasat data. *J. Geophys. Res.*, (92):6477–6487.
- Bauer, P. and Schlüssel, P. (1993). Rainfall, total water, ice water and water vapor over sea from polarized microwave simulations and special sensor microwave/imager data. *J. Geophys. Res.*, (98):20737–20759.
- Benjamin, S. and Seaman, N. (1985). A simple scheme for objective analysis in curved flow. *Mon. Wea. Rev.*, (113).
- Betts, A. (1986). A new convective adjustment scheme part i:observational and theoretical basis. *Quart.J.Roy.Meteor.Soc.*, (112):677–692.
- Betts, A. K. (1974). Non-precipitating cumulus convection and its parameterization. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, (100):469–471.
- Betts, A. K. and Miller, M. (1993). The betts-miller scheme. the representation of cumulus convection in numerical models. *Amer.Met.Soc.*, pages 1–246.
- Bevis, M., Chiswell, T., Herring, T., Anthes, R., Rocken, C., and Ware, R. (1994). Gps meteorology: Mapping zenith wet delays into precipitable water. *J. Appl. Meteor.*, (33):379–386.
- Bevis, M., Susinger, S., Herring, T., Rocken, C., Anthes, R., and Ware, R. (1992). Gps meteorology: Remote of atmospheric water vapor using the global positioning system. *J. Geophys. Res.*, (97):15787–15801.
- Bigg, E. K. (1953). The supercooling of water. *Proc. Phys. Soc. London*, (B66):688–694.
- Blackadar, A. K. (1976). Modeling the nocturnal boundary layer. *Third Symposium on Atmospheric Turbulence and Air Quality. Raleigh, NC, 19-22 October 1976 Amer. Meteor. Soc., Boston*, pages 46–49.
- Blackadar, A. K. (1979). High resolution models of the planetary boundary layer. *Advances in Environmental Science and Engineering J. Pfafflin and E. Ziegler, Eds.*, (1).
- Bougeault, P. (1983). A non-reflective upper boundary condition for limited-height hydrostatic models. *Mon. Wea. Rev.*, (111):420–429.
- Bremen, L. V., Puprecht, R., and Macke, A. (2002). Errors in liquid water path retrieval arising from cloud inhomogeneities: The beam-filling effect. *Meteorologische Zeitschrift, E.Schweizerbart Sci. Publishers*, (11):13–19.
- Brown, S., Keatinge, J., Gregory, P., and Cooper, P. (1987). Effects of fertilizer, variety and location on barley production under rain fed conditions in southern syria - root and shoot growth. *Field Crop Research.*, (16):53–66.
- Camargo, P. (1999). *Modelo Regional da Ionosfera Para Uso em Posicionamento com Receptores de uma Freqüência*. Tese doutorado, Univers. Fed. Paraná -Curitiba/PR, Brasil. 196pp.
-



- Campling, P., Gobin, A., and Feyen, J. (2001). Temporal and spatial rainfall analysis across a humid tropical catchment. *Hydrological Processes*, (15):359–375.
- Carlson, T. N. and Boland, F. (1978). Analysis of urban-rural canopy using a surface heat flux-temperature model. *J. Appl. Meteor.*, (17):998–1013.
- Clark, B. (1987). Precision of meteorological measurements. *VLA Scientific Memo*, (158).
- Cober, S., Tremblay, A., and Isaac, G. (1996). Comparisons of ssm/i liquid water paths with aircraft measurements. *J. Appl. Meteor.*, (35):503–515.
- Colle, B. and Mass, C. (1999). An observational and modeling study of the interaction of low-level southwesterly flow with the olympic mountains during coast iop 4. *Mon. Wea. Rev.*, (124):2152–2175.
- Connolly, R., Schirmer, J., and Dunn, P. (1989). A daily rainfall disaggregation model. *Agricultural and Forest Meteorology*, (92):105–117.
- Cressman, G. (1959). An operational objective analysis system. *Agricultural and Forest Meteorology*, (87):367–374.
- Dabberdt, W., Cole, H., Chamberlain, N., Hock, T., Korn, E., Lauranten, D., Norris, K., and Stenslund, S. (1995). A reference radiosonde. ninth symp. on met. obs. and instr. *Amer. Met. Soc., Boston, Mass.*, pages 55–59.
- Dai, A., Fung, I., and Del-Genio, A. (1997). Surface observed global land precipitation variations during 1900–1988. *J. Climate*, (10):2943–2962.
- Davis, J. L., Herring, T., Shapiro, I., Rogers, A., and Elgened, G. (1985). Geodesy by interferometry: Effects of atmospheric modeling errors on estimates of base line length. *Radio Sci.*, (20):1593–1607.
- Deardorf, J. W. (1972). Parametrization of the planetary boundary layer for use in general circulation models. *Mon. Weather Rev.*, (100):93–106.
- Delsol, F., Miyakoda, K., and Clarke, R. (1971). Parameterized processes in the surface boundary layer of an atmospheric circulation model. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, (97):181–208.
- Dudhia, J. (1989). Numerical study of convection observed during the winter monsoon experiment using a mesoscale two-dimensional model. *J. Atmos. Sci.*, (46):3077–3107.
- Dudhia, J. (1993). A nonhydrostatic version of the penn state/ncar mesoscale model: Validation tests and simulation on an atlantic cyclone and cold front. *Mon. Wea. Rev.*, (121):1493–1513.
- Dudhia, J. (1996). A multi-layer soil temperature model for mm5. *The Sixth PSU/NCAR Mesoscale Model Users's Workshop*, pages 49–50.
- Durran, D. and Klemp, J. (1982). On the effects of moisture on the brunt-väisälä frequency. *J. Atmos. Sci.*, (39):2152–2158.
- Eisberg, R. (1961). *Fundamentals of Modern Physics*. John Wiley and Sons, Inc., N.Y.
- Elliott, W. and Gaffe, D. (1991). On the utility of radiosonde humidity archives for climate studies. *Bull. Am. Met. Soc.*, (72):1507.
-

- Eyre, J. (1989). Inversion of cloudy tovs radiances by non-linear optimal estimation. *Q. J. R. Met. Soc.*, (115):1001–1037.
- Fernandez, G. and Garbrecht, J. (1994). Visualization of trends and fluctuations in climatic records. *Water Resouces Bulletin*, (2):297–306.
- Gaffen, D. J., Elliott, W., and Robock, A. (1992a). Relationships between tropospheric water vapor and surface temperature as observed by radiosondes. *Geophys. Res.*, (19):1839–1842.
- Gaffen, D. J., Robock, A., and Elliott, W. (1992b). Annual cycles of tropospheric water vapor. *J. Geophys. Res.*, (97):185.
- Goldstein, H. (1951). Attenuation by condensed water, propagation of short radio waves. *MIT Rad. Lab. Ser.*, (13):McGraw-Hill, N.Y.
- Greenwald, T., Stephens, G., VonderHaar, T., and Jackson, D. (1993). A physical retrieval of cloud liquid water over the global oceans using special sensor microwave/imager (ssm/i) observations. *J. Geophys. Res.*, (98):18471–18488.
- Grell, G. (1993). Prognostic evaluation of assumptions used by cumulus parameterization. *Mon. Wea. Rev.*, (121):764–787.
- Grody, N., Zhao, J., Ferraro, R., Weng, F., and Boers, R. (2001). Determination of precipitable water and cloud liquid water over the oceans from the noaa-15 advanced microwave sounding unit. *J. Geophys. Res.*, (106):2493–2953.
- Gutman, S., Chadwick, R., Wolfe, D., Simon, A., vanHove, T., and Rocken, C. (1994). Toward an operational water vapor remote sensing system using gps. *FSL Forum - September*, (09):13–19.
- Hartmann, G. and Leitingner, R. (1984). Range errors due to ionospheric and tropospheric effects for signal frequencies above 100 mhz. *Bulletin Géodésique*, (58):109–136.
- Hayden, C. (1988). Goes-vas simultaneous temperature-moisture retrieval algorithm. *J. Appl. Meteor.*, (27):700–733.
- Ho, S.-P., Lin, B., Minnis, P., and Fan, T.-F. (2003). Estimation of cloud vertical structure and water amount over tropical oceans using virs and tmi data. *J. Geophys. Res.*, page 108.
- Hoke, J. E. and Anthes, R. (1976). The initialization of numerical models by a dynamic initialization technique. *Mon. Wea. Rev.*, (104):1551–1556.
- Hollinger, J., Lo, R., Poe, G., Savage, R., and Pierce, J. (1987). Special sensor microwave/imager’s users guide. *NRL Tech. Rep., Naval Res. Lab., Washington DC*, pages 1–177.
- Hong, S. and Pan, H. (1996). Nonlocal boundary layer vertical diffusion in a medium range forecast model. *Mon. Wea. Rev.*, (124):2322–2339.
- Houze, R., Hobbs, P., and Herzegh, P. (1979). Size distribution of precipitation particles in frontal clouds. *J. Atmos. Sci.*, (36):156–162.
- Hsie, E. (1984). Simulation of frontogenesis in a moist atmosphere using alternative parameterization of condensation and precipitation. *J. Atmos. Sci.*, (41):2701–2716.
-

- Janjic, Z. (1974). The step-mountain eta coordinate model: further development of the convection, viscous sublayer, and turbulent closure schemes. *Mon. Wea. Rev.*, (122):927–945.
- JOC Study Group Conference on Four-dimensional Data Assimilation, P., editor (1976). *The Nimbus 6 sounding experiment - A prototype of the satellite sounding system during the FGGE, Paris, 17-21 November 1975*, Global Atmospheric Research Programme (GARP), Working Group on Numerical Experimentation, Geneva. World Meteorological Organization (WMO), World Meteorological Organization (WMO).
- Jung, T., Ruprecht, E., and Wagner, F. (1998). Determination of cloud liquid water path over the ocean from special sensor microwave/imager (ssm/i) data using neural networks. *J. Appl. Meteor.*, (37):832–844.
- Kain, J. and Fritsch, J. (1993). Convective parameterization for mesoscale models: The kain-fritsch scheme. the representation of cumulus convection in numerical models. *Amer. Meteor. Soc.*, pages 1–246.
- Kalnay, E., Kanamitsu, M., Kistler, R., Collins, W., Deaven, D., Gandin, L., Iredell, M., Saha, S., White, G., Woollen, J., Zhu, Y., Chelliah, M., Ebisuzaki, W., Higgins, W., Janowiak, J., Mo, K., Ropelewski, C., Wang, J., Leetmaa, A., Reynolds, R., Jenne, R., and Joseph, D. (1996). The ncep/ncar 40 year reanalysis project. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, (41):437–471.
- Kanamitsu, M., Ebisuzaki, W., Woollen, J., Yang, S., Hnilo, J., Fiorino, M., and Potter, G. (2002). NCEP DOES AMIP-II reanalysis. *Bull. Am. Met. Soc.*, (83):1631–1643.
- Karl, T. and Knight, R. (1998). Secular trend of precipitation amount, frequency, and intensity in the united states. *Bulletin of the American Meteorological Society*, (79):231–242.
- Katsaros, K. and Brown, R. (1991). Legacy of the seasat mission for studies of the atmosphere and air-sea-ice interactions. *Bull. Am. Met. Soc.*, (72):967–981.
- Katsaros, K., Taylor, P., Alishouse, J., and Lipes, R. (1981). Quality of seasat smmr (scanning multichannel microwave radiometer) atmospheric water determinations. *Oceanography from Space, Plenum Publ. Corp.*, pages 691–706.
- Klemp, J. and Wilhelmson, R. (1978). The simulation of three-dimensional convective storm dynamics. *J. Atmos. Sci.*, (35):1070–1096.
- Klemp, J. B. and Durran, D. (1983). An upper boundary condition permitting internal gravity wave radiation in numerical mesoscale models. *Mon. Wea. Rev.*, (111):430–444.
- Kunkel, K., Changnon, S., Reinke, B., and Arritt, R. (1996). The july 1995 heat wave in the midwest: A climatic perspective and critical weather factors. *Bull. Am. Met. Soc.*, (77):1507–1518.
- Lacis, A. and Hansen, J. (1974). A parameterization for the absorption of solar radiation in the earth's atmosphere. *J. Atmos. Sci.*, (31):118–133.
- Li, J. and Huang, H.-L. (1999). Retrieval of atmospheric profiles from satellite sounder measurements by use of the discrepancy principle. *Appl. Optics*, (38):916–923.
- Liebe, H. J. (1985). An updated model for millimeter wave-propagation in moist air. *Radio Sci.*, (20):1069–1089.

- Lin, B., Wielicki, B., Minnis, P., and Rossow, W. (1998). Estimation of water cloud properties from satellite microwave, infrared and visible measurements in oceanic environments: 1. microwave brightness temperature simulations. *J. Geophys. Res.*, (103):3873–3886.
- Liu, G. and Curry, J. (1993). Determination of characteristics of cloud liquid water from satellite microwave measurements. *J. Geophys. Res.*, (98):5069–5092.
- Liu, W., Tang, W., and Niiler, P. (1991). Humidity profiles over ocean. *J. Climate*, (4):1023–1034.
- Liu, W. T. (1986). Statistical relation between monthly precipitable water and surface-level humidity over global oceans. *Mon. Wea. Rev.*, (114):1591–1602.
- Lord, S. (1978). Development and observational verification of a cumulus cloud parameterization. *Ph.D. dissert.- UCLA*, page 359 pp.
- Luis, D., Raventos, M., Gonzales, J., Sanchez, J. J., and Cortina, J. (2000). Spatial analysis of rainfall trends in the region of valencia (east of spain). *Intl. J. Climatol.*, (20):1451–1469.
- Mahajan, P. (2001). Utility of dmsp-ssm/i for integrated water vapor over the indian seas. *Proc. Indian Acad. Sci. Earth Planet. Sci.*, (110):225–229.
- Mallet, C., Moreau, E., Casagrande, L., and Klapisz, C. (2002). Determination of integrated cloud liquid water path and total precipitable water from ssm/i data using a neural network algorithm. *Int. J. Remote Sensing*, (23):661–674.
- Marshall, J. and Palmer, W. (1948). The distribution of raindrops with size. *J. Meteorol.*, (5):165–166.
- Mass, C. and Kuo, Y.-H. (1998). Regional real time numerical weather prediction: current status and future potential. *Bull. Amer. Meteor. Soc.*, (79):253–263.
- McNab, A. and Betts, A. (1977). A mesoscale budget study of cumulus convection. *Mon. Wea. Rev.*, (9):1317–1331.
- Menzel, E. W., editor (1985). *The simultaneous retrieval export package Tech. Proc. 2nd. Int. TOVS Study Conf., Igls, Austria; 18-22 February 1985*. Report of CIMSS, Univ. of Wisconsin-Madison - 224-253.
- Middleton, W. and Spilhaus, A. (1953). Meteorological instruments. *Univ. Toronto Press, Toronto, Ont., Canada*.
- Monico, J. (2000). Posicionamento pelo navstar-gps: Descrição, fundamentos e aplicações. *Ed. UNESP*, page 291 pp.
- Nearing, M., Pruski, F., and ONeal, M. (2004). Expected climate change impacts on soil erosion rates: a review. *J. Soil Water Conservation*, (59):43–50.
- New, M., Todd, M., Hulme, M., and Jones, P. (2001). Precipitation measurement and trends in the twentieth century. *Intl. J. Climat.*, (21):1899–1922.
- Newby, S. and Langley, R. (1992). Three alternative empirical ionospheric models - are they better than gps broadcast model. *Sixth Int. Geodetic Symp. Satellite Positioning*, pages 240–244.
-

- Ogden, F. L. and Saghaian, B. (1997). Green and ampt infiltration with redistribution. *J. Irrigation and Drainage Engineering*, (123):386–393.
- Oltmans, S. and Hofmann, D. (1995). Increase in lower-stratospheric water vapour at a mid-latitude northern hemisphere site from 1981 to 1994. *Nature*, pages 374–446.
- Onof, C. and Wheeler, H. (1993). Modelling of british rainfall using a random parameter bartlett-lewis rectangular pulse model. *J. Hydrology*, (149):67–95.
- Petty, G. W. and Katsaros, K. (1990). Precipitation observed over the south china sea by the nimbus-7 scanning multichannel microwave imager during wmonex. *J. Appl. Meteor.*, (29):273–287.
- Phalippou, L. (1996). Variational retrieval of humidity profile, wind speed and cloud liquid water path with ssm/i: Potential for numerical weather prediction. *Quart. J. Roy. Meteor. Soc.*, (122):327–355.
- Prabhakara, C., Short, D., and Volmer, B. (1985). El niño and atmospheric water vapor: Observations from nimbus 7 smmr. *J. Climatol. Appl. Meteorol.*, (24):311–354.
- Prigent, C. and Rossow, W. (1999). Retrieval of surface and atmospheric parameters over land from ssm/i: Potential and limitations. *Q. J. Royal Meteor. Soc.*, (125):2379–2400.
- Rasch, P. J. and Williamson, D. (1990). On shape-preserving interpolation and semi-lagrangian transport. *SIAM J. Sci. Stat. Comput.*, (11):656–687.
- Reisner, J., Rasmussen, R., and Brientjes, R. (1989). Explicit forecasting of supercooled liquid water in winter storms using the mm5 mesoscale model. *Quat. J. Roy. Meteor. Soc.*, (124):1071–1107.
- Richtmeyer, R. (1957). Difference methods for initial value problems. *Interscience Interscience Pub. Inc., N.Y.*, page 238 pp.
- Rocken, C., vanHove, T., Johnson, J., Solheim, F., Ware, R., Alber, C., Bevis, M., Businger, S., and Chiswell, S. (1995). Gps/storm-gps sensing of atmospheric water vapor for meteorology. *J. Atmos. Oceanic Tech.*, (12):468–478.
- Rodgers, C. (1967). The use of emissivity in atmospheric radiation calculations. *Quart. J. R. Met. Soc.*, (93):43–54.
- Rodgers, C. (1976). Retrieval of atmospheric temperature and composition from remote measurements of thermal radiation. *Rev. Geophys. Space Phys.*, (14):609–624.
- Ross, R. and Elliott, W. (1996). Water vapor trends over north america: 1973-1993. *J. Climate*, (9):561–574.
- Ruprecht, E. (1996). Three-dimensional radiative transfer effects in clouds in the microwave spectral range. *J. Geoph. Res.*, (101):4289–4298.
- Rutledge, S. and Hobbs, P. (1983). The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in midlatitude cyclones. viii. a model for the "seeder-feeder" process in warm-frontal rainbands. *J. Atmos. Sci.*, (40):1185–1206.
- Rutledge, S. and Hobbs, P. (1984). The mesoscale and microscale structure and organization of clouds and precipitation in mid-latitude cyclone. xii: A diagnostic modeling study of precipitation development in narrow cold-frontal rainbands. *J. Atmos. Sci.*, (41):2949–2972.

- Schluessel, P. and Emery, W. (1990). Atmospheric water vapor over the ocean from ssm/i measurements. *Inst. J. Remot. Sens.*, (11):753–766.
- Schubert, W. (1974). Cumulus parameterization theory in terms of feedback and control. *Atmos. Sci.*, (Pap. 226 Colorado State Univ.):19 pp.
- Seeber, G. (1993). Satellite geodesy: Foundations, methods and applications. *Walter de Gruyter, Berlin New York*, page 531pp.
- Sekhon, R. and Srivastava, R. (1970). Snow size spectra and reflectivity. *J. Atmos. Sci.*, (27):299–307.
- Sellers, W. D. (1974). Physical climatology. *The University of Chicago, Press. Chicago, IL*.
- Shapiro, R. (1970). Smoothing, filtering, and boundary effects. *Rev. Geophys. Space Physics*, (8):359–387.
- Skamorock, W. and Klemp, J. (1992). The stability of time-split numerical methods for hydrostatic and nonhydrostatic elastic equations. *Mon. Wea. Rev.*, (120):2109–2127.
- Smolarkiewicz, P. and Grabowski, W. (1990). The multidimensional positive definite advection transport algorithm: Nonoscillatory option. *J. Comput. Phys.*, (86):355–375.
- Smolarkiewicz, P. and Grell, G. (1992). A class of monotone interpolation schemes. *J. Comput. Sci.*, (101):431–440.
- Spilker, J. J. (1994). Tropospheric effects on gps. *Amer. Instit. Aeron. Astronautics*, (13):517–546.
- Starr, D. O. and Melfi, S. (1991). Gewex water vapor project (gvap). In Starr, D. and Melfi, S., editors, *The Role of Water Vapor in Climate: A Strategic Research Plan for the Proposed GEWEX Water Vapor Project (GVaP)*, CP-3120 - 50pp.
- Stauffer, D. and Seaman, N. (1990). Use of four-dimensional data assimilation in a limited-area mesoscale model. part i: Experiments with synoptic-scale data. *Mon. Wea. Rev.*, (118):1250–1277.
- Stauffer, D. and Seaman, N. (1993). Evaluation of multiscale four-dimensional data assimilation techniques developed and tested in mm5 during sjvaqs/auspex/sarmap. *AWMA Conference, Regional Photochemical Mesasurement and Modeling Studies - Nov. 8-12, San Digo, Calif.*
- Stauffer, D. and Seaman, N. (1994). On multi-scale four-dimension data assimilation. *J. Appl. Meteorol.*, (33):416–434.
- Stauffer, D., Seaman, N., and Binkowski, F. (1991). Use of four-dimensional data assimilation in a limited-area mesoescale model. part ii: Effects of data assimilation within the planetary boundary layer. *Mon. Wea. Rev.*, (119):734–754.
- Stephens, G. (1978). Radiation profiles in extended water clouds: I. theory. *J. Atmos. Sci.*, (35):2111–2122.
- Stephens, G. (1984). Review: The parameterization of radiation for numerical weather prediction and climate models. *Mon. Wea. Rev.*, (112):826–867.
-



- Stephens, G. and Webster, P. (1979). Sensitivity of radiative forcing to variable cloud and moisture. *J. Atmos. Sci.*, (36):1542–1556.
- Sterrett, F. (1987). *Environmental Sciences*. Number 502 in Annals and Transactions. NY Academy of Sciences, New York, 1987 245pp edition.
- Susskind, J., Rosenfeld, J., Reuter, D., and Chahine, M. (1984). Remote sensing of weather and climate parameters from hirs2/msu on tiros-n. *J. Geophys. Res.*, (89):4677–4698.
- Tarhule, A. and Woo, M. (1998). Changes in rainfall characteristics in northern nigeria. *Int. J. Climatol.*, (18):1261–1271.
- Thayer, G. (1974). An improved equation for the radio refractive index of air. *Radio Science*, (9):803–807.
- Tjemkes, S., Stephens, G., and Jackson, D. (1991). Space borne observations of precipitable water: Part i: Ssm/i observations and algorithm. *J. Geophys. Res.*, (96):10941–10954.
- Tremback, C., Powell, J., Cotton, W., and Pielke, R. (1987). The forward-in-time upstream advection scheme: Extensions to higher orders. *Mon. Wea. Rev.*, (115):540–555.
- Ulaby, F., Moore, R., and Fung, A. (1981). Microwave remote sensing fundamentals and radiometry. *Artech House Ed., Norwood, Mass.*
- Ulich, B. (1980). Improved correction for millimeter-wavelength atmospheric attenuation. *Astrophys. Lett.*, pages 21–28.
- Warner, P. and Tantz, T. (1997). A tutrial on lateral boundary condition as a basic potentially serious limitation to regional numerical weather prediction. *Bull. Amer. Met. Soc.*, (78):2599–2617.
- Weisman, M., Skamarock, W., and Klemp, J. (1997). The resolution dependence of explicitly modeled convective systems. *Mon. wea. Rev.*, (125):527–548.
- Weng, F. and Grody, N. (1994). Retrieval of liquid and ice water content in atmosphere using special sensor microwave imager (ssm/i) data. *Specialist Meeting on Microwave Radiometry, Rome, IEEE Rep.*
- Wentz, F. (1983). A model function for ocean microwave brightness temperatures. *J. Geophys. Res.*, (88):892–1908.
- Wentz, F. (1991). Revision-1 user's manual ssm/i antenna temperature tapes. *Remote Sensing Systems - Santa Rosa, CA*, page 70pp.
- Wentz, F. (1992). Measurement of oceanic wind vector using satellite microwave radiometers. *IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing*, (30):960–972.
- Wilks, D. (1989). Conditioning stochastic daily precipitation models on total monthly precipitation. *Water Resources Res.*, (25):1429–1439.
- Wischmeier, W. and D., S. (1978). Predicting rainfall erosion losses: A guide to conservation planning. *USDA-ARS Agriculture Handbook N° 537, Washington DC.*, page 58pp.
- Yamasaki, Y. and Orgaz, M. (2004). Mm5 and an extreme precipitation of 1963 in portugal. In *XXVIII Jornadas Científicas La Meteorologia y el Clima Atlánticos*, pages 247–258. 5º Encuentro Hispano-Luso de Meteorologia. Badajós Espanha. ISBN.84-8320-261-1.

- 
- Zalesak, S. (1979). Fully multidimensional flux corrected transport for fluids. *J. Comput. Phys.*, (31):335–362.
- Zhang, D.-L. and Anthes, R. (1982). A high-resolution model of the planetary boundary layer-sensitivity tests and comparisons with sesame-79 data. *J. Appl. Meteor.*, (21):1594–1609.
- Zhang, D.-L., Chang, H.-R., Seaman, N., Warner, T., and Fritsch, J. (1986). A two-way interactive nesting procedure with variable terrain resolution. *Mon. Wea. Rev.*, (114):1330–1339.
- Zhang, Y. and Smith, J. (2003). Space-time variability of rainfall and extreme flood response in the menomonee river basin, wisconsin. *J. of Hydrometeorology*, (4):506–517.
-



